SÉRIE : B
N° D'ORDRE : 133
N° DE SÉRIE : 77

THESE

PRÉSENTÉE

DEVANT L'UNIVERSITE DE RENNES

U. E. R. STRUCTURE ET PROPRIÉTÉS DE LA MATIÈRE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger LE DOUCEN

Étude de l'échange de charge de protons avec formation d'atomes d'hydrogène dans les états excités

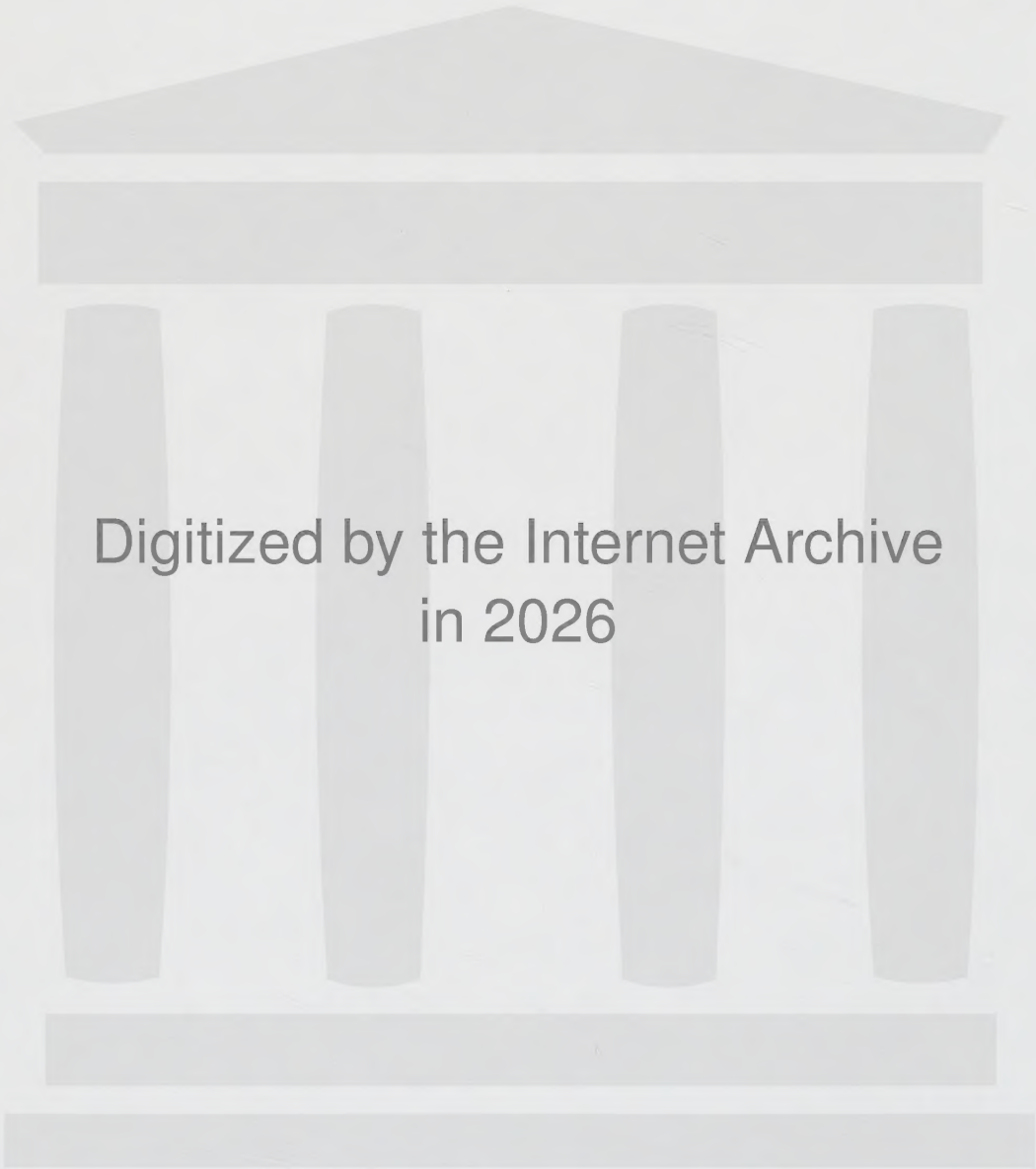
---

Soutenue le 25 Juin 1971 devant la Commission d'examen

M. J. LE BOT — *Président*

M. J. GUIDINI
M. S. ROBIN
M. F. PREVOT
M. R. Mc CARROLL
M. J. PERESSE

Examinateurs


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552709_0040

SÉRIE : B
N° D'ORDRE : 135
N° DE SÉRIE : 77

THESE

PRÉSENTÉE

DEVANT L'UNIVERSITE DE RENNES

U. E. R. STRUCTURE ET PROPRIÉTÉS DE LA MATIÈRE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger LE DOUCEN

Étude de l'échange de charge de protons avec formation d'atomes d'hydrogène dans les états excités

---

Soutenue le 25 Juin 1971 devant la Commission d'examen

M. J. LE BOT — *Président*

M. J. GUIDINI
M. S. ROBIN
M. F. PREVOT
M. R. Mc CARROLL
M. J. PERESSE

Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE RENNES

U.E.R. issues de la FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

M. MILON Y.
M. TREHIN R.
M. SCHMITT M.
M. LE MOAL H.
M. MARTIN Y.
M. BOCLE J.

Professeurs Honoraires

M. FREYMANN R.
M. HAGENE P.
M. POISSON R,
M. ROHMER R.
M. TREHIN R.
M. SALMON-LEGAGNEUR F.
M. des ABBAYES H.
M. MILON Y.

Maîtres de Conférences Honoraires

M. GRILLET L.
M. LECRECQ A.

Mathématiques

Professeurs

Melle CHARPENTIER M.
M. GUERINDON J.
M. METIVIER M.
M. GIORGIUTTI I.
M. BRUNEL A.
M. TOUGERON J.C.

Maîtres de Conférences & Chargés de Cours

M. LEGOUPIL J.
M. HOUDEBINE J.
M. EUVRARD D.
M. LIEUTAUD M.
M. NEDELEC J.C.
M. VERJUS J.P.
M. TRILLING L.
M. KEANE M. (Professeur associé)
M. GILDELAMADRID (Prof. associé)

Physique

M. VACHER M.
M. VIGNERON L.
M. LE BOT J.
Mme ROBIN née SALOMOND
M. ROBIN S.
M. LE MONTAGNER S.
M. MEVEL J.Y.
M. MEINNEL J.
M. REGENSTREIF E.
M. BRUN P.
M. LE ROUX E.
M. DUBOST
M. GUIDINI
M. HAEUSLER C.
M. ARQUES P.Y.
M. DECAMPS E.
M. NUSIMOVICI M.A.

Chimie

M. VENE J.
M. LEVAS E.
M. PELTIER D.
M. PRIGENT J.
M. JOUAN P.
M. FOUCAUD A.
M. LANG J.
M, CARRIE R.
M. GUERILLOT C.
M. KERFANTO M.
M. DABARD R.

M. GRANDJEAN D.
M. LUCAS J.
M. DUVAL J.
M. TALLEC A.

Zoologie

M. RICHARD G.
M. MAILLET P.
M. BOISTEL J.
M. RAZET P.
M. FOLLIOT R.
M. ALLEGRET P.
M. MANIEY J.
M. JOLY J.
M. POSTEL (Professeur associé)

M. LEFEUVRE J.C.

Botanique

M. VILLERET S.
M. CLAUSTRES G.
Melle GOAS M.
Melle GOAS G.

Mme LEMOINE C.
M. TOUFFAIT

Géologie

M. COGNE J.
Melle DURAND S.
M. PHILIPPOT A.

M. BOILLOT G.
M. HAMEURT J.

Le Secrétaire Général de l'Université

M. BOURDIGUEL R.

Monsieur J. LE BOT, Directeur de l'Institut Universitaire de Technologie de Rennes, Professeur à l'Université de Rennes, m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury. Je le prie de trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie vivement Monsieur J. GUIDINI, Maître de Conférences à l'Université de Rennes, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et m'a permis de mener à bien ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur R. McCARROLL, Maître de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, qui m'a fait bénéficier de ses précieux conseils. Je le prie de croire à ma respectueuse reconnaissance.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à Monsieur F. PREVOT, Chef du Service de Confinement des Plasmas au Commissariat à l'Energie Atomique, pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec lui et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur S. ROBIN, Professeur à l'Université de Rennes, qui a accepté de faire partie du jury.

Que Monsieur J. PERESSE, Professeur à l'Université de Bretagne Occidentale, qui ne m'a pas ménagé ses conseils, veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance aux personnes qui m'ont apporté leur aide et leurs conseils, et tout particulièrement à mon ami J.M. LENORMAND pour sa collaboration au cours de la dernière phase de ce travail.

A mes parents,

A ma femme.

SOMMAIRE

Page

INTRODUCTION 1

Chapitre 1 - ETUDE THEORIQUE

I.1 - L'ECHANGE DE CHARGE DANS L'APPROXIMATION DES VITESSES ELEVEES 5

I.1.1 - FORMULATION GENERALE DU PROBLEME 5

I.1.2 - ETABLISSEMENT DE L'EQUATION DE SCHRÖDINGER 6

I.1.3 - AMPLITUDE DE TRANSITION 10

I.1.4 - EQUIVALENCE DES DEUX FORMES D'INTERACTION 12

I.2 - CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DE TRANSFERT 15

I.2.1 - SECTION EFFICACE DE TRANSFERT DANS L'APPROXIMATION BRINKMAN-KRAMERS 20

I.2.2 - DISTRIBUTION DE POPULATION SUR LES ETATS EXCITES 34

I.3 - MECANISMES ET CONDITIONS D'ETUDE DES ATOMES SE TROUVANT DANS UN ETAT EXCITE 40

I.3.1 - METHODE SPECTROSCOPIQUE 40

I.3.2 - METHODE PAR IONISATION DANS UN CHAMP EXTERIEUR 40

I.3.3 - DUREE DE VIE DES ETATS EXCITES DE L'ATOME D'HYDROGENE 41

I.3.4 - IONISATION DE L'ATOME D'HYDROGENE SE TROUVANT DANS UN ETAT EXCITE SOUS L'EFFET D'UN CHAMP ELECTRIQUE 49

Chapitre 2 - DISPOSISIF EXPERIMENTAL ET METHODES DE MESURE

II.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 57

II.1.1 - PRODUCTION DU FAISCEAU D'IONS 57

II.1.2 - ANALYSE MAGNETIQUE 57

II.1.3 - CHAMBRE DE COLLISIONS 61

II.1.4 - ELIMINATION DE LA FRACTION DE PARTICULES CHARGEES SORTANT DE LA CHAMBRE D'ECHANGE DE CHARGE 63

II.1.5 - ESPACE DE GLISSEMENT 63

II.1.6 - ESPACE IONISANT 65

II.1.7 - SEPARATION DES PROTONS SECONDAIRES 73

II.1.8 - DETECTEURS 73

II.1.9 - ALIGNEMENT DES DIVERS ELEMENTS 78

II.1.10 - CHAINE DE MESURE 78

II.2 - METHODES DE MESURE 80

II.2.1 - DETERMINATION DE LA SECTION EFFICACE TOTALE D'ECHANGE DE CHARGE 80

II.2.2 - ETUDE DE LA COMPOSITION DU FAISCEAU DE NEUTRES 83

Chapitre 3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1 - SECTION EFFICACE TOTALE D'ECHANGE DE CHARGE 87

III.1.1 - H^+ SUR KRYPTON 88

III.1.2 - H^+ SUR XENON 88

III.1.3 - H^+ SUR AMMONIAC 89

III.1.4 - H^+ SUR C_2H_2 ET C_6H_6 89

III.2 - IONISATION PAR UN CHAMP ELECTRIQUE DE L'ATOME D'HYDROGENE SE TROUVANT DANS UN ETAT EXCITE 98

III.2.1 - METHODE DIFFERENTIELLE 98

III.2.2 - INTERVALLE DES NIVEAUX SUR LEQUEL A PORTE L'ENSEMBLE DE NOTRE ETUDE 102

III.3 - MESURE DE LA POPULATION RELATIVE DES ETATS EXCITES PAR LA METHODE INTEGRALE 105

III.3.1 - REVUE DES TRAVAUX ANTERIEURS 105

III.3.2 - NOS RESULTATS 106

III.3.3 - SECTION EFFICACE DE RECHARGE DANS L'ETAT n 124

III.3.4 - ETUDE DE L'EFFET DES COLLISIONS MULTIPLES SUR LA POPULATION DES ETATS EXCITES $n \geqslant 9$ 131

CONCLUSION 147

APPENDICE A 151
APPENDICE B 157
APPENDICE C 161

BIBLIOGRAPHIE 165

INTRODUCTION

Pour la physique des plasmas, la physique de la haute atmosphère, l'étude des phénomènes de décharge dans les gaz, il est important de pouvoir disposer de données quantitatives sur les différents processus élémentaires apparaissant au cours de collisions entre ions et atomes ou molécules. Du point de vue fondamental, il est intéressant de connaître les valeurs expérimentales de sections efficaces que l'on puisse comparer aux résultats théoriques, conduisant ainsi à un critère de validité pour les différentes approximations effectuées.

Parmi les nombreuses réactions auxquelles peuvent donner lieu les collisions entre ions et particules neutres, l'échange de charge est un des processus dominants. La connaissance de la distribution de population sur les états excités de l'atome d'hydrogène formé par échange de charge de protons ou dissociation d'ions hydrogénés, présente un intérêt certain dans le domaine de la fusion thermonucléaire contrôlée [1] [2] [3]. Les faisceaux d'atomes d'hydrogène énergétiques se trouvant dans des états excités jouent un rôle important dans les dispositifs à confinement magnétique de plasma avec injection de neutres. Au cours des premiers stades d'accumulation, les neutres dans les états excités n allant de 6 à 15 peuvent être piégés par ionisation de Lorentz sans qu'il y ait collision, d'où l'intérêt de disposer de faisceau de neutres dont la composition est connue.

Au moment où nous avons entrepris ce travail, les données expérimentales existant dans la littérature présentaient un caractère estimatif et étaient dispersées [4]. Elles ont été obtenues par trois équipes différentes : BERKELEY, U.S.A. ; CULHAM, U.K., LENINGRAD, U.R.S.S.

Les études ont été poursuivies dans deux voies :

- une première voie vers la recherche de cibles présentant une grande section efficace de recharge dans les états excités élevés conduit à s'intéresser aux cibles présentant des électrons externes faiblement liés [4]. Les recherches se sont orientées vers les cibles constituées de vapeurs métalliques. Etant donné le défaut de résonance relativement faible, de 2 à 4 eV, les sections efficaces de capture dans les états fortement excités présentent un maximum prononcé entre 10 et 25 keV.

- une deuxième voie a consisté à rechercher des cibles présentant une faible section efficace d'ionisation des états excités. A l'équilibre, la fraction du faisceau atomique se trouvant dans ces niveaux résulte de deux principaux processus concurrents : la recharge et l'ionisation. En effet, si les cibles métalliques sont intéressantes pour la recharge, elles possèdent par contre une grande section efficace d'ionisation des états excités. BUTLER et MAY [5] ont prévu que les gaz rares devaient conduire à l'équilibre, à un faisceau tout aussi riche en atomes fortement excités, et que le maximum devait se situer à une énergie de 50 à 70 keV.

Notre travail est engagé dans cette deuxième voie.

Le problème de la recharge en état d'excitation élevée a également été étudié sous l'angle théorique par divers chercheurs. Les études ont principalement été effectuées sur la base de l'approximation Brinkman-Kramers.

Dans le premier chapitre, nous analysons l'interaction entre particules lourdes, avec échange de charge, dans l'approximation des vitesses élevées. A partir d'une analyse des effets élastique et inélastique durant la collision, nous aboutissons à l'expression analytique théorique de la section efficace totale de capture dans un niveau n déterminé, dans l'approximation Brinkman-Kramers. Cette expression donnant la distribution de population sur les différents niveaux excités de l'atome formé nous servira de support pour l'analyse et l'interprétation de nos résultats expérimentaux. En dernier lieu, nous examinons les mécanismes et les conditions d'étude de l'état d'excitation des atomes dans un faisceau : durée de vie radiative et probabilité d'ionisation sous l'action d'un champ extérieur.

Dans le deuxième chapitre, nous donnons une description de notre appareillage et de nos méthodes de mesures avec leurs possibilités et leurs limites. Les diverses causes d'erreurs sont analysées. Nous avons ainsi étudié l'échange de charge global puis, en interposant sur la trajectoire du faisceau un dispositif sensible à l'état d'excitation des neutres, nous avons analysé la composition de ce faisceau.

Le troisième chapitre est consacré à l'exposé de nos résultats. Une comparaison systématique est faite avec les résultats expérimentaux existants ainsi qu'avec les résultats théoriques obtenus dans le cadre de l'approximation de Born. Les études ont été conduites dans le but de déterminer l'influence :

- de l'énergie de collision,
- de la nature de la cible,
- de la densité de la cible.

Chapitre 1

ETUDE THEORIQUE

I.1 - L'ECHANGE DE CHARGE DANS L'APPROXIMATION DES VITESSES ELEVEES.

I.1.1 - FORMULATION GENERALE DU PROBLEME.

L'interaction est étudiée dans le référentiel du centre de masse.

$$A + (B + e) \longrightarrow (A + e) + B$$

Le système est décrit en termes de mouvement relatif des centres de gravité des deux structures et de mouvement des particules constituantes de chaque structure. Nous utilisons les unités atomiques : $\hbar = a_o = m = \ldots = 1$.

Dans un premier stade, les structures internes de A et B sont négligées. Le système est constitué de trois particules : électron masse 1, A masse M_a, B masse M_b.

$-\frac{1}{2\,m_a}\nabla^2_{r_a}$ est l'opérateur d'énergie cinétique correspondant au mouvement de l'e^- autour de la particule A.

m_a est la masse réduite : $\frac{M_a}{M_a + 1}$

$-\frac{1}{2\,\mu_b}\nabla^2_{R_b}$ est l'opérateur d'énergie cinétique correspondant au mouvement de la particule B autour du centre de gravité des deux autres particules A et e^-.

μ_b est la masse réduite : $\frac{M_b(M_a + 1)}{M_b + M_a + 1}$

$\vec{r_a}$ est le vecteur séparation A et e^-

$\vec{R_b}$ est le vecteur séparation B et $(A + e^-)$.

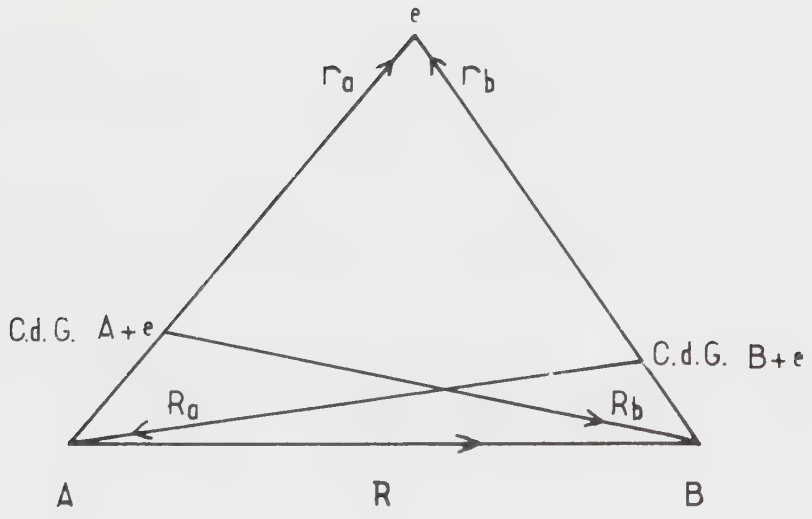
Nous avons des définitions équivalentes pour $\vec{r_b}$, $\vec{R_a}$, ∇r_b, ∇R_a, m_b et μ_a

Nous avons entre $\vec{R_a}$, $\vec{r_a}$, $\vec{R_b}$, $\vec{r_b}$ et $\vec{R}$ les relations suivantes :

$$\vec{R}_a = (\vec{r}_b - \vec{r}_a) - \frac{1}{1 + M_b} \vec{r}_b$$

$$\vec{R}_b = (\vec{r}_a - \vec{r}_b) - \frac{1}{1 + M_a} \vec{r}_a$$

$$\vec{R} = \vec{r}_a - \vec{r}_b$$



I.1.2 - ETABLISSEMENT DE L'EQUATION DE SCHRÖDINGER [6] [7]

Dans le cas de collisions avec possibilité de réarrangement, l'hamiltonien total peut alternativement se mettre sous les deux formes suivantes :

$$H_i + V_i = H_f + V_f = H \qquad (1-1)$$

H_i et H_f désignent l'hamiltonien initial et l'hamiltonien final non perturbés. V_i et V_f désignent les perturbations correspondantes.

L'hamiltonien initial non perturbé H_i se compose :

- d'une première partie $H(R_a)$ correspondant au mouvement non perturbé de la particule libre A

$$-\frac{1}{2\mu_a}\nabla^2_{R_a}$$

- d'une partie $H(r_b)$ correspondant au mouvement interne de l'électron autour de B, que nous supposons dans l'état lié stationnaire arbitraire p avec la valeur propre $E_p(B)$

$$-\frac{1}{2m_b}\nabla^2_{r_b} + V(r_b)$$

- de la perturbation V_i qui est l'énergie potentielle d'interaction. Elle est constituée par :

$V(r_a)$: interaction électron-particule A .

$V(R)$: interaction entre les particules lourdes A et B.

Nous avons de même des définitions équivalentes pour l'hamiltonien final H_f et la perturbation finale V_f. Il suffit de permutter les indices a et b. L'électron est, ici, supposé lié dans l'état stationnaire q autour de A, avec la valeur propre $E_q(A)$.

Aux états stationnaires p et q des systèmes B + e et A + e avec les valeurs propres de l'énergie $E_p(B)$ et $E_q(A)$, correspondent les fonctions propres $\phi_p(r_b)$ et $\psi_q(r_a)$, solutions des équations d'onde :

$$\left[-\frac{1}{2m_b}\nabla^2_{r_b} + V(r_b) - E_p(B)\right]\phi_p(r_b) = 0 \qquad 1\text{-}2$$

$$\left[\frac{1}{2m_a}\nabla^2_{r_a} + V(r_a) - E_q(A)\right]\psi_q(r_a) = 0 \qquad 1\text{-}3$$

L'équation de Schrödinger du système global peut alternativement se mettre sous les formes équivalentes suivantes :

$$\left[-\frac{1}{2\,m_b} \nabla^2_{r_b} - \frac{1}{2\,\mu_a} \nabla^2_{R_a} + V(r_b) + V(r_a) + V(R) \right] \Psi = E\,\Psi \qquad 1\text{-}4$$

$$\left[-\frac{1}{2\,m_a} \nabla^2_{r_a} - \frac{1}{2\,\mu_b} \nabla^2_{R_b} + V(r_a) + V(r_b) + V(R) \right] \Psi = E\,\Psi \qquad 1\text{-}5$$

Ψ est fonction propre de l'hamiltonien complet H avec la valeur propre E. Elle représente une solution complète du problème et contient la description de tous les processus possibles. Il s'agit d'en extraire les informations sur les processus de réarrangements.

Ecrivons l'équation 1-4 sous la forme simplifiée suivante :

$$(E - H_i)\,\Psi = V_i\,\Psi \qquad 1\text{-}6$$

Ceci est une équation différentielle inhomogène. Elle peut être résolue par la méthode des fonctions de Green (appendice A).

Une solution particulière est obtenue en appliquant l'opérateur $(E - H_i)^{-1}$ qui est l'opérateur intégral de fonction de Green à deux particules, solution de l'équation :

$$\left[E - H(R_a) - H(r_b)\right]^{-1} G_i^{\pm} = \delta(R_a - R'_a)\ \delta(r_b - r'_b) \qquad 1\text{-}7$$

$$\Psi_i^{\pm} = G_i^{\pm}\, V_i\, \Psi_i^{\pm}$$

A cette solution particulière, il faut ajouter une solution générale de l'équation homogène qui doit représenter une onde plane incidente et l'état initial de la particule cible (B + e) :

$$\Phi_i = \exp(i\vec{k}p.\vec{R}_a)\,.\,\phi_p(r_b) \qquad 1\text{-}8$$

Nous avons ainsi la solution complète :

$$\Psi_i^{\pm} = \Phi_i + G_i^{\pm} V_i \Psi_i^{\pm} \qquad 1\text{-}9$$

En procédant par itération, ceci conduit aux séries de Born :

$$\Psi_i^{\pm} = \Phi_i + G_i^{\pm} V_i \Phi_i + G_i^{\pm} V_i G_i^{\pm} V_i \Phi_i + \ldots \qquad 1\text{-}10$$

L'approximation de Born consiste pour l'ordre n, à ne retenir que les n premiers termes dans l'expression de $\Psi_i^{\pm}$:

$$\Psi_i^{B_1} = \Phi_i$$

$$\Psi_i^{\pm\, B_{n+1}} = \Phi_i + G_i^{\pm} V_i \Psi_i^{\pm\, B_n} \qquad 1\text{-}11$$

Si nous opérons de la même manière pour l'équation 1-5, nous obtenons une expression analogue pour la fonction d'onde totale Ψ du système :

$$\Psi_f^{\pm} = \Phi_f + G_f^{\pm} V_f \Psi_f^{\pm} \qquad 1\text{-}12$$

Φ_f dans ce cas est une forme asymptotique de Ψ . Nous voyons ceci en faisant tendre la coordonnée R_b vers l'infini, r_a restant fini, c'est-à-dire que l'électron se trouve dans un état stationnaire q autour de A.

$$\Phi_f = \exp(i\vec{k}_q.\vec{R}_b) \cdot \psi_q(r_a) \qquad 1\text{-}13$$

Les vecteurs d'onde $\vec{k}_p$ et $\vec{k}_q$ représentent les mouvements relatifs dans le référentiel du centre de masse des particules A et B + e, d'une part, B et A + e d'autre part. Ils sont liés à l'énergie du mouvement relatif par les relations :

$$\begin{aligned} k_p^2 &= 2\mu_a \left[E - E_p(B)\right] \\ k_q^2 &= 2\mu_b \left[E - E_q(A)\right] \end{aligned} \qquad 1\text{-}14$$

$E_p(B)$ et $E_q(A)$ sont les énergies propres des états stationnaires de l'électron lié à B ou à A.

I.1.3 - AMPLITUDE DE TRANSITION.

Au cours d'une collision, trois sortes d'effets peuvent être observés :

- *les particules sont simplement déviées sans changement de leur état interne. C'est la diffusion élastique ;*

- *elles sont déviées avec modification de leur état quantique interne. C'est la diffusion inélastique ;*

- *les particules finales sont différentes des particules initiales. Nous avons affaire à un processus de réarrangement.*

La section efficace d'un certain type d'évènement dans une collision donnée est égale au rapport du nombre d'évènements de ce type par unité de temps et par cible, au flux de particules incidentes relativement à la cible.

La section efficace pour les collisions avec réarrangement où le système passe d'un état initial i à un état final f est donnée par [8] :

$$\sigma_{if} = \frac{\mu_a \mu_b}{4\pi^2} \frac{k_f}{k_i} \int |T_{if}|^2 \, d\Omega \qquad 1\text{-}15$$

$\vec{k_i}$ et $\vec{k_f}$, définis en 1-14, déterminent les mouvements relatifs des particules incidentes et diffusées ; Ω est l'angle de diffusion dans le centre de masse.

T_{if} est l'amplitude de transition définie par :

$$T_{if} = \langle \Phi_f \, |V_f| \, \Psi_i^+ \rangle \qquad 1\text{-}16$$

où Ψ_i^+ est la solution stationnaire de l'hamiltonien complet défini au paragraphe I.1.2. Elle a un comportement asymptotique correspondant à une onde plane et une onde sphérique sortante dans la voie d'entrée et des ondes sphériques sortantes dans toutes les autres voies. L'amplitude de transition peut également être écrite sous la forme équivalente suivante :

$$T_{if} = \langle \Psi_f^- \, |V_i| \, \Phi_i \rangle \qquad 1\text{-}17$$

où Ψ_f^- désigne la solution stationnaire de l'hamiltonien complet correspondant à une onde plane et des ondes sphériques entrantes dans la voie de sortie et à des ondes sphériques entrantes dans toutes les autres voies.

Les expressions 1-16 et 1-17 pour l'amplitude de transition sont exactes ; elles relient la section efficace à l'onde stationnaire de diffusion. Mais celle-ci n'est pas connue avec précision et diverses approximations doivent être effectuées qui consistent à la remplacer par une fonction d'onde voisine, ce qui conduit à une valeur approchée de la section efficace.

Si la vitesse relative des particules engendrant la collision est importante, la distorsion due à une interaction est faible. Une première approximation consiste à remplacer la fonction d'onde totale Ψ par la fonction d'onde non perturbée Φ. Cette approximation est d'autant plus justifiée que la perturbation due au potentiel d'interaction, V_i ou V_f, est petite et de courte portée, ce qui est le cas présentement où (A + e) et (B + e) sont des particules neutres. Ceci constitue la première approximation de Born, elle conduit à deux expressions différentes selon que l'approximation porte sur Ψ_i^+ ou Ψ_f^+ :

$$T_{if}^{B_1} = \langle \Phi_f \, | V_i | \, \Phi_i \rangle \qquad 1\text{-}18a$$

$$T_{if}^{B_1} = \langle \Phi_f \, | V_f | \, \Phi_i \rangle \qquad 1\text{-}18b$$

Si la fonction Ψ est approximée au deuxième ordre (équation 1-11), nous obtenons l'expression de l'amplitude de transition dans la seconde approximation de Born :

$$T_{if}^{B_2} = \langle \Phi_f \, | V_f | \, \Phi_i + G_i^+ \, V_i \Phi_i \rangle \qquad 1\text{-}19$$

Si nous mettons la relation 1-18 sous forme développée, nous avons :

$$T_{pq}^{B_1} = \langle \psi_q(r_a) \, \exp(i\vec{k}q.\vec{R}_b) \, |V| \, \phi_p(r_b) \, \exp(i\vec{k}p.\vec{R}_a) \rangle \qquad 1\text{-}20$$

où V désigne alternativement V_i ou V_f.

Si nous exprimons cette expression en coordonnées sphériques avec l'axe polaire défini par le faisceau incident $\vec{k}_p$, nous obtenons pour la section efficace totale d'échange de charge :

$$\sigma_{(pB \rightarrow qA)} = \frac{\mu_a \mu_b}{2\pi} \frac{k_p}{k_q} \int_{-1}^{+1} \left| < \psi_q(r_a) \exp(i\vec{k}p.\vec{R}_b) \; |V| \; \phi_p(r_b) \exp(i\vec{k}p.\vec{R}_a) > \right|^2 d(\cos\theta) \qquad 1\text{-}21$$

θ est l'angle de diffusion dans le système du centre de masse défini par :

$$\cos\theta = \frac{\vec{k}_p.\vec{k}_q}{k_p.k_q}$$

Nous avons indiqué dans le paragraphe *I.1.1* les relations reliant les variables $\vec{r}_a$, $\vec{r}_b$, $\vec{R}_a$, $\vec{R}_b$, $\vec{R}$. Le choix des variables indépendantes $\vec{r}_a$ et $\vec{r}_b$ conduit aux expressions les plus simples à évaluer, ce qui conduit aux changements de variables suivants [9] :

$$-\vec{\alpha} = \vec{k}_q + \frac{M_b}{M_b + 1} \vec{k}_p$$

$$-\vec{\beta} = \vec{k}_p + \frac{M_a}{M_a + 1} \vec{k}_q \qquad 1\text{-}22$$

$\vec{\alpha}$ et $-\vec{\beta}$ désignent de ce fait les quantités de moment transférées au cours de la collision.

Compte tenu de 1-22, la section efficace de transfert d'électrons dans la première approximation de Born est donnée par l'expression :

$$\sigma_{(pB \rightarrow qA)} = \frac{\mu_a \mu_b}{2\pi} \frac{k_q}{k_p} \int_{-1}^{+1} \left| < \psi_q(r_a) \exp(i\vec{\beta}.\vec{r}_b) \; |V| \; \phi_p(r_b) \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r}_a) > \right|^2 d(\cos\theta) \qquad 1\text{-}23$$

I.1.4 - EQUIVALENCE DES DEUX FORMES D'INTERACTION.

Selon que la perturbation V désigne l'interaction avant ou après la collision,

V_i ou V_f, nous sommes conduits à deux expressions différentes pour la section efficace dans la première approximation de Born, 1-18 a et b. Ces expressions sont en fait équivalentes.

Pour montrer ceci, considérons l'élément matriciel de transition 1-21 dans lequel nous faisons $V = V_i$:

$$T = \iint \left[V(r_a) + V(R)\right] \exp\left[i(\vec{\alpha}.\vec{r_a} - \vec{\beta}.\vec{r_b})\right] \phi_p(r_b)\, \psi_q^*(r_a)\, d\vec{r_a}\, d\vec{r_b} \qquad 1\text{-}24$$

Nous voyons que l'amplitude de transition résulte de la somme de deux contributions : l'une due à l'interaction électron-particule lourde que nous appelons I, l'autre à l'interaction entre particules lourdes. Cette dernière reste inchangée si l'on permutte r_a et r_b, la différence provient donc de l'élément I. Selon que l'on se place avant ou après la collision, on obtient pour I les expressions suivantes :

$$I_1 = \iint V(r_a) \exp\left[i(\vec{\alpha}.\vec{r_a} - \vec{\beta}.\vec{r_b})\right] \phi_p(r_b)\, \psi_q^*(r_a)\, d\vec{r_a}\, d\vec{r_b} \qquad 1\text{-}25$$

$$I_2 = \iint V(r_b) \exp\left[i(\vec{\alpha}.\vec{r_a} - \vec{\beta}.\vec{r_b})\right] \phi_p(r_b)\, \psi_q^*(r_a)\, d\vec{r_a}\, d\vec{r_b} \qquad 1\text{-}26$$

soit, si nous séparons les intégrales :

$$I_1 = \int V(r_a) \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a})\, \psi_q^*(r_a)\, d\vec{r_a} \int \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, \phi_p(r_b)\, d\vec{r_b} \qquad 1\text{-}27$$

$$I_2 = \int \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a})\, \psi_q^*(r_a)\, d\vec{r_a} \int V(r_b) \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, \phi_p(r_b)\, d\vec{r_b} \qquad 1\text{-}28$$

Si nous utilisons l'hamiltonien interne $H(r_a)$ de la particule A + e avec la valeur propre de l'énergie $E_q(A)$ et la fonction propre solution de l'équation 1-3 et en reportant ceci dans 1-27, nous obtenons :

$$I_1 = \int \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a}) \left[\frac{1}{2m_a} \nabla^2_{r_a} + E_q(A)\right] \psi_q^*(r_a)\, d\vec{r_a} \int \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, \phi_p(r_b)\, d\vec{r_b} \qquad 1\text{-}29$$

L'intégration par parties ou l'application du théorème de Green à :

$$\int \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a}) \cdot \nabla^2_{r_a} \psi^*(r_a)\, d\vec{r_a}$$

élimine l'opérateur laplacien et nous obtenons l'expression suivante :

$$I_1 = \left[-\frac{\alpha^2}{2m_a} + E_q(A)\right] \int \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a})\, \psi^*_q(r_a)\, d\vec{r_a} \int \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, \phi_p(r_b)\, d\vec{r_b} \quad 1\text{-}30$$

En opérant de même avec l'équation 1-28, nous obtenons :

$$I_2 = \left[-\frac{\beta^2}{2m_b} + E_p(B)\right] \int \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a})\, \psi^*_q(r_a)\, d\vec{r_a} \int \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, \phi_p(r_b)\, d\vec{r_b} \quad 1\text{-}31$$

En tenant compte de la conservation de l'énergie et étant donné les relations de définitions 1-14, les quantités $\alpha^2/2m_a$ et $\beta^2/2m_b$, par l'intermédiaire du changement de variables opéré en 1-22, représentent, à une constante additive près, l'énergie cinétique du mouvement relatif des particules A et B + e dans un cas : $E - E_p(B)$, B et A + e dans l'autre cas : $E - E_q(A)$.

En reportant ceci dans les équations 1-30 et 1-31, nous aboutissons aux expressions :

$$I_1 = \left[-E + E_p(B) + E_q(A)\right] \int \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a})\, \psi^*_q(r_a) d\vec{r_a} \int \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, \phi_p(r_b)\, d\vec{r_b} \quad 1\text{-}32$$

$$I_2 = \left[-E + E_p(B) + E_q(A)\right] \int \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a})\, \psi^*_q(r_a) d\vec{r_a} \int \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, \phi_p(r_b)\, d\vec{r_b} \quad 1\text{-}33$$

Ces deux expressions sont identiques, nous voyons que si les fonctions d'onde sont exactes, l'interaction avant et l'interaction après la collision conduisent au même résultat.

En pratique, ceci n'est pas le cas, les fonctions d'onde sont approximées. Il est admis que la comparaison des résultats obtenus avec l'interaction avant et

après, constitue un test pour la validité du choix de la fonction d'onde. Les fonctions d'onde atomiques exactes ne sont connues que pour l'atome d'hydrogène ; il est d'autre part impossible de prévoir à priori laquelle de ces deux formes d'interaction doit conduire au meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

I.2 - CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DE TRANSFERT.

Le calcul incluant l'interaction entre les particules lourdes V(R) est d'une grande complexité. Les premiers travaux sur l'échange de charge ont été effectués dans une version simplifiée de l'approximation de Born ne retenant que l'interaction entre électron et particule lourde.

OPPENHEIMER [10], BRINKMAN et KRAMERS [9], SAHA et BASU [11] ont prétendu que la répulsion coulombienne entre les deux noyaux n'avaient aucune influence sur la probabilité d'échange, le seul effet étant de défléchir les trajectoires. Ces auteurs n'ont retenu que l'interaction électron-particule lourde. Cette approximation est usuellement appelée approximation Brinkman-Kramers (B.K).

Du point de vue physique, il est évident que le potentiel internucléaire ne contribue que de façon négligeable, et un traitement théorique exact devrait le confirmer. Mais dans un traitement approximé, ceci peut être différent.

BATES et DALGARNO [12], JACKSON et SCHIFF [13] ont effectué les calculs dans la première approximation de Born (B_1) avec l'interaction complète, pensant que la prise en compte du potentiel internucléaire compenserait partiellement le défaut de traitement élémentaire du problème provenant du manque d'orthogonalité des fonctions d'onde atomiques initiales et finales. En effet, l'interaction entre particules lourdes et l'interaction avec l'électron sont de signe contraire. Les résultats obtenus sont en effet moins élevés et en meilleur accord avec les résultats expérimentaux que ceux obtenus avec l'interaction simplifiée (B.K).

Ces auteurs ont calculé les sections efficaces pour les réactions suivantes :

$$H_1^+ + H(1s) \longrightarrow H(1s,2s,2p) + H_1^+$$

Vers les hautes énergies, la relation asymptotique suivante a été obtenue :

$$\sigma_{B_1} \underset{E\to\infty}{\simeq} 0{,}661\ \sigma_{B.K} \qquad 1\text{-}34$$

Ces auteurs ont également constaté une grande similarité entre les rapports $\sigma(1s \to 2s)/\sigma(1s \to 1s)$ et $\sigma(1s \to 2p)/\sigma(1s \to 1s)$ dans les deux approximations B_1 et B.K.

Dans le but de vérifier si cette relation est toujours valable, MAPLETON [14] a calculé les sections efficaces B_1 et B.K pour les réactions suivantes :

$$H_1^+ + H(1s) \longrightarrow H(1s,2s,2p,3s,3p,4s,5s) + H_1^+$$

Les résultats obtenus ont mis en évidence que les rapports :

$$\sigma_{B_1}(1s \to n\ell)/\sigma_{BK}(1s \to n\ell)$$

sont des fonctions variant lentement avec l'énergie et qu'elles dépendent très peu de l'état final.

Les calculs ont été étendus dans la première approximation de Born à des cibles autres que l'hydrogène atomique. Nous citerons, sur cible d'hélium, les travaux de BRANSDEN et col. [15] pour la capture en état fondamental, travaux complétés par ceux de MAPLETON [16] pour les réactions suivantes :

$$H^+ + He(1s^2) \longrightarrow He^+(n\ell) + H(n'\ell')$$

avec $n\ell - n'\ell' = 1s - 1s,2s,2p,3s,3p,3d\ ;\ 2s - 1s,2s,2p\ ;\ 2p - 1s,2s$

Ici encore les rapports des sections efficaces de capture dans les approximations B_1 et B.K sont presque identiques.

Il s'avère que, bien que ne reposant pas sur des bases physiques satisfaisantes, l'accord avec l'expérience est notablement amélioré lorsque le potentiel internucléaire est pris en considération, notamment pour des énergies de collision supérieures à 40 keV.

En analysant la collision dans le cadre de l'approximation du paramètre d'impact, qui est formellement équivalente à la première approximation de Born, McCARROLL et SALIN [17] ont montré que la répulsion coulombienne ne joue aucun rôle significatif. Les masses M_a et M_b étant très grandes, les contributions de l'ordre de 1/M sont négligeables. Le fait que le potentiel internucléaire V(R) contribue de façon importante à la section efficace calculée dans l'approximation B_1, peut être considéré comme résultant de l'inexactitude de cette approximation, même si l'accord avec l'expérience est apparemment satisfaisant. Des approximations plus élaborées ont été effectuées.

Nous allons examiner succintement les améliorations apportées par quelques-unes des approximations du second ordre, et en premier lieu la seconde approximation de Born (B_2).

Les calculs détaillés de la section efficace de capture d'électron n'ont pas été effectués mais quelques résultats intéressants ont été obtenus par DRISKO [18] pour le processus résonnant $H_1^+ + H_{1s} \longrightarrow H_{1s} + H_1^+$ dans le cas des énergies élevées.

L'amplitude de transition est, dans ce cas, donnée par 1-19 avec :

$$V_f = V(r_b) + V(R) \qquad \text{et} \qquad V_i = V(r_a) + V(R)$$

En reportant ces expressions dans 1-19, nous obtenons :

$$T_{if}^{B_2} = T_{if}^{BK} + I\left[V(R)\right] + I\left[V(R),V(r_a)\right] + I\left[V(R),V(R)\right] + I\left[V(r_b),V(R)\right] + I\left[V(r_a),V(r_b)\right] \qquad 1\text{-}35$$

$$I(V) = \langle \Phi_f \, |V| \, \Phi_i \rangle \quad ; \qquad I(V_1,V_2) = \langle \Phi_f \, |V_1 \, G_i^+ \, V_2| \, \Phi_i \rangle$$

L'analyse de DRISKO a montré, pour le processus résonnant, que vers les hautes énergies :

$$I\left[V(R)\right] + I\left[V(r_b),V(R)\right] + I\left[V(R),V(r_a)\right] = 0$$

Donc l'interaction entre les protons, qui joue un rôle important dans l'approximation B_1, est annulée exactement à l'ordre 1/M par deux termes de l'approximation B_2. D'autre part, aux énergies de collision élevées, le terme $I[V(R),V(R)]$ apporte une contribution négligeable. Il apparaît ainsi que, dans la seconde approximation de Born, le potentiel internucléaire apporte une contribution secondaire. L'amplitude de transition est donnée par l'expression suivante :

$$T_{if}^{B_2} = T_{if}^{BK} + I[V(r_b),V(r_a)]$$

La section efficace de capture dans l'état 1s par des protons dans l'hydrogène atomique dans le fondamental a été évaluée dans la limite des énergies élevées.

$$\sigma_{B_2} \underset{v\to\infty}{\simeq} (0,2946 + \frac{5\pi v}{2^{12}})\ \sigma_{BK} \qquad 1\text{-}36$$

Cette étude sur les processus de réarrangement a été étendue par DETTMANN et LEIBFRIED [19] au cas où les masses sont quelconques. Les résultats de ces auteurs confirment ceux de DRISKO, montrant que les contributions de la seconde approximation de Born sont du même ordre que celles de la première approximation pour les énergies de collision élevées, c'est-à-dire en v^{-12}. Dans le cas particulier où les masses sont égales, un terme en v^{-11} apparaît provenant d'états intermédiaires dus à une double diffusion de l'électron par les deux protons. Mais la correction due à ce terme est négligeable, de l'ordre de 10 % à 1 MeV [20].

D'autres approximations du second ordre ont été effectuées. Nous comparons brièvement les valeurs des sections efficaces obtenues par ces différentes méthodes aux énergies d'interaction élevées pour la réaction :

$$H_1^+ + H(1s) \longrightarrow H(1s) + H_1^+$$

BRANSDEN et CHESHIRE [21] utilisant l'approximation d'Impulsion ont obtenu :

$$\sigma_{IMP} \underset{v\to\infty}{\simeq} (0,2946 + \frac{5\pi v}{2^{11}})\ \sigma_{BK} \qquad 1\text{-}37$$

CHESCHIRE [22] a obtenu pour cette même réaction, dans l'approximation "Continuum Distorted Wave" :

$$\sigma_{CDW} \underset{v \to \infty}{\sim} \left(0{,}2946 + \frac{5\pi v}{2^{12}}\right) \sigma_{BK} \qquad 1\text{-}38$$

McCARROLL et SALIN [23], par une méthode différente dérivée de l'approximation VAINSHTEIN, PRESNYAKOV et SOBELMAN [24], ont obtenu aux hautes énergies des résultats semblables à ceux que donne la méthode CDW de CHESCHIRE, à laquelle elle est équivalente.

Ces mêmes auteurs [25] ont donné un traitement théorique nouveau du problème de collision à trois corps, dans le cas où la masse d'une des particules est inférieure à celle des deux autres. Cette théorie a été appliquée à la réaction de transfert de charge entre protons et hydrogène atomique. Des hypothèses appropriées permettent de déduire de cette théorie l'approximation d'Impulsion et l'approximation CDW. Dans le domaine des hautes énergies, ceci conduit aux mêmes expressions 1-37 et 1-38.

La méthode CDW a également été appliquée par SALIN [26] au calcul de la section efficace de capture dans les états 2s, 2p, 3s par des protons sur cible d'hydrogène atomique et d'hélium. Les variations avec l'énergie des rapports $[\sigma(2s) + \sigma(2p)]/\sigma(1s)$ et $\sigma(3s)/\sigma(1s)$ dans les approximations CDW et BK sont semblables.

Dans l'approximation d'impulsion, les sections efficaces de capture dans l'hydrogène atomique ont été calculées pour les états :

1s, CHESCHIRE [27] ;

2s, COLEMAN et McDOWELL [28] ;

2p, 3s, 3p, COLEMAN et TRELEASE [29].

Ici encore, les variations des rapports de sections efficaces de capture avec l'énergie de collision sont en très bon accord avec ce que donne l'approximation B.K.

Il ressort de cette revue des travaux théoriques que :

- *d'une part, les approximations du second ordre convergent aux hautes énergies vers la seconde approximation de Born ;*

- *d'autre part, l'approximation Brinkman-Kramers surestime de façon systématique les valeurs des sections efficaces mais qu'elle donne de manière très satisfaisante leur variation en fonction de l'énergie ainsi que leurs valeurs relatives.*

Nous voyons donc que cette approximation, compte tenu de la relative simplicité des calculs, convient parfaitement pour déterminer les valeurs relatives des sections efficaces de capture dans les différents états excités et qu'elle doit donner de façon correcte leur variation en fonction de l'énergie, même pour des énergies de collisions relativement basses (figures 30, 31, 33).

I.2.1 - SECTION EFFICACE DE TRANSFERT DANS L'APPROXIMATION BRINKMAN-KRAMERS.

I.2.1.1 - Evaluation de l'élément matriciel de transition.

Nous déterminons l'expression de la section efficace d'échange de charge avec capture de l'électron dans un niveau de nombre quantique principal donné.

Compte tenu de l'équivalence des deux formes d'interaction, qui a été vue au paragraphe *I.1.4*, les calculs seront effectués dans le cas où l'interaction est prise dans le système après la collision.

Nous mettrons les énergies de liaison de l'électron dans les états stationnaires p autour de B avec le nombre quantique principal ν, et q autour de A avec le nombre quantique principal n, sous les formes suivantes :

$$E_p(B) = -\frac{Z_b^2}{2\,\nu^2} \qquad E_q(A) = -\frac{Z_a^2}{2\,n^2} \qquad 1\text{-}39$$

L'équation 1-31 prend la forme :

$$I = \left[-\frac{\beta^2}{2m_b} - \frac{Z_b^2}{2\nu^2}\right] \int \phi_p(r_b)\, \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, d\vec{r_b} \int \psi_q^*(r_a)\, \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a})\, d\vec{r_a} \qquad 1\text{-}40$$

Les deux intégrales contenues dans I sont les transformées de Fourier des fonctions d'onde spatiales ; elles représentent les fonctions de distribution de moment d'un électron dans l'état stationnaire p ou q, dans le champ coulombien d'un noyau de charge Z_a ou Z_b, ceci a été obtenu par PODOLSKY et PAULING [30].

La section efficace de transfert d'un électron dans l'approximation B.K., où l'interaction entre les particules lourdes est négligée, apparaît dans l'espace des moments sous la forme d'un produit des fonctions d'onde initiales et finales.

La fonction de distribution de moment de l'électron dans l'état stationnaire p autour de B peut, en tenant compte de 1-2, se mettre sous la forme :

$$\int \phi_p(r_b)\, \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, d\vec{r_b} = \frac{1}{(-\beta^2/2m_b) + E_p(B)} \int V(r_b)\, \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, \phi_p(r_b)\, d\,\vec{r_b} \qquad 1\text{-}41$$

La même procédure nous permet d'obtenir la distribution de moment de l'électron dans l'état stationnaire q autour de A.

En explicitant les potentiels coulombiens de l'électron dans le champ des noyaux de charges Z_a, Z_b : $V_b = -Z_b/r_b$ et $V_a = -Z_a/r_a$, et en tenant compte de 1-39, nous obtenons pour l'amplitude de transition l'expression suivante :

$$I = \frac{-2}{\alpha^2/m_a + Z_a{}^2/n^2} \int \frac{Z_b\, e^2}{r_b}\, \phi_p(r_b)\, \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, d\,\vec{r_b} \int \frac{Z_a\, e^2}{r_a}\, \psi_q^*(r_a)\, \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a})\, d\,\vec{r_a} \qquad 1\text{-}42$$

ou, sous forme simplifiée :

$$I = \frac{-2}{\alpha^2/m_a + Z_a{}^2/n^2}\; I_1 \times I_2 \qquad 1\text{-}43$$

L'élément I apparaît dans la section efficace σ_{pq} par le carré de son module. Comme ceci est commé sur tous les nombres quantiques magnétiques, cette quantité est un scalaire invariant dans la rotation. L'axe z du système sera pris alternativement suivant $\vec{\alpha}$ ou suivant $\vec{\beta}$.

Les expressions intégrales I_1 et I_2 peuvent être évaluées en coordonnées paraboliques [31] :

$$z = \frac{1}{2}(\xi - \eta)$$

$$r = \frac{1}{2}(\xi + \eta) \qquad 1\text{-}44$$

$$x = (\xi\eta)^{1/2} \cos\varphi$$

$$y = (\xi\eta)^{1/2} \sin\varphi$$

L'élément de volume est :

$$d\vec{r} = \frac{1}{4}(\xi + \eta)\, d\xi\, d\eta\, d\varphi$$

La fonction d'onde dans l'espace des coordonnées s'exprime sous forme de produit de polynômes de Laguerre associés [32].

$$I_1 = \int \frac{Z_b}{r_b} \phi_\nu\, \nu_1\, \nu_2\, \mu(r_b) \exp(-i\vec{\beta}.\vec{r_b})\, d\vec{r_b}$$

Si $\mu \neq 0$:

$$I_1 = 0$$

Si $\mu = 0$:

$$I_1 = \frac{1}{2} \frac{Z_b (Z_b/\nu)^{3/2}}{(\nu\pi)^{1/2}\, \nu_1!\, \nu_2!} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \exp\left[-\frac{Z_b}{2\nu}(\xi+\eta) + i\frac{\beta}{2}(\xi-\eta)\right] \times L^o_{\nu_1}\left(\frac{Z_b}{\nu}\xi\right) \times L^o_{\nu_2}\left(\frac{Z_b}{\nu}\eta\right) d\xi\, d\eta\, d\varphi \qquad 1\text{-}45$$

ce qui, après intégration sur φ, peut se mettre sous forme de produit de deux intégrales :

$$I_1 = \left(\frac{\pi}{\nu}\right)^{1/2} \frac{Z_b (Z_b/\nu)^{3/2}}{\nu_1!\, \nu_2!} I(\nu_1) \times I^*(\nu_2) \qquad 1\text{-}46$$

$$I(\ell) = \int_0^\infty \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{Z_b}{\nu} + i\beta\right)\xi\right] L^o_2\left(\frac{Z_b}{\nu}\xi\right) d\xi$$

ℓ représente alternativement ν_1, ν_2, n_1 ou n_2.

Pour évaluer $I(\ell)$, on utilise la fonction génératrice des polynômes de Laguerre [32, page 40].

$$\frac{1}{1-t}\exp\left(-\frac{t}{1-t}\frac{Z_b}{\nu}\xi\right) = \sum_{\ell=0}^{\infty}\frac{t^\ell}{\ell!}L_\ell^o\left(\frac{Z_b}{\nu}\xi\right) \qquad 1\text{-}47$$

En multipliant les deux membres par $\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{Z_b}{\nu}+i\beta\right)\xi\right]$ et en intégrant sur ξ, nous obtenons l'expression suivante :

$$\sum_{\ell=0}^{\infty}\frac{t^\ell}{\ell!}I(\ell) = \frac{1}{1-t}\int_o^\infty \exp\left\{\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{Z_b}{\nu}+i\beta\right)-\frac{t}{1-t}\frac{Z_b}{\nu}\right]\xi\right\}d\xi \qquad 1\text{-}48$$

$$= \left[\frac{1}{2}\left(\frac{Z_b}{\nu}+i\beta\right)(1-t)+t\frac{Z_b}{\nu}\right]^{-1}$$

Si nous posons $\omega_1 = \frac{1}{2}\left(\frac{Z_b}{\nu}+i\beta\right)$, 1-48 se met sous la forme :

$$\sum_{\ell=0}^{\infty}\frac{t^\ell}{\ell!}I(\ell) = (\omega_1+\omega_1^* t)^{-1} \qquad 1\text{-}49$$

En développant la partie droite de 1-49 et en égalant les termes d'égale puissance de t, nous obtenons :

$$I(\ell) = \frac{\ell!}{\omega_1}\left(\frac{\omega_1^*}{\omega_1}\right)^\ell \qquad 1\text{-}50$$

L'équation 1-45 devient :

$$I_1 = \pi^{1/2}\frac{Z_b^{5/2}}{\nu^2}\frac{1}{|\omega_1|^2}\left(\frac{\omega_1^*}{\omega_1}\right)^{\nu_1-\nu_2} \qquad 1\text{-}51$$

Le terme $(\omega_1^*/\omega_1)^{\nu_1-\nu_2}$ correspond à un terme de phase, nous l'omettrons par la suite.

En appliquant la même procédure à I_2, nous obtenons une expression analogue :

$$I_2 = \pi^{1/2} \frac{Z_a^{5/2}}{n^2} \frac{1}{|\omega_2|^2} \qquad 1\text{-}52$$

avec $\omega_2 = \frac{1}{2}(Z_a/n + i\alpha)$.

Nous effectuons ici l'hypothèse supplémentaire qui consiste à négliger la masse de l'électron devant la masse des particules lourdes, ce qui entraîne les simplifications suivantes :

$$m_a = \frac{M_a}{M_a + 1} \simeq 1 \qquad ; \qquad m_b = \frac{M_b}{M_b + 1} \simeq 1$$

$$\frac{2}{(\alpha^2/m_a) + (Z_a{}^2/n^2)} \simeq \frac{2}{(\alpha^2) + (Z_a{}^2/n^2)} = \frac{1}{2} |\omega_2|^{-2}$$

Les expressions I_1 et I_2 apparaissent dans la section efficace par leur carré :

$$\sigma_{pq} = \frac{\mu_a \mu_b}{8\pi} \frac{k_q}{k_p} \int_{-1}^{+1} I_1{}^2 \times I_2{}^2 \; |\omega_2|^{-4} \; d(\cos\theta) \qquad 1\text{-}53$$

p désigne le groupe de nombres quantiques ν, ν_1, ν_2, μ ;
q désigne le groupe de nombres quantiques n, n_1, n_2, m.

Pour obtenir la section efficace de capture dans un état de nombre quantique principal n, nous devons sommer sur n_1 n_2 en tenant compte du fait que seuls les états avec m = 0 contribuent à la transition.

$$\sigma(\nu\ \nu_1\ \nu_2,\ n) = \sum_{n_1=0}^{n-1} \sigma(\nu\ \nu_1\ \nu_2,\ n\ n_1\ n_2)$$

Il est à noter que les expressions de I_1 et I_2 sont indépendantes des nombres quantiques paraboliques $n_1 n_2$, $\nu_1 \nu_2$.

$$\sigma(\nu\ \nu_1\ \nu_2,\ n) = n\ \sigma(\nu\ \nu_1\ \nu_2,\ n\ n_1\ n_2)$$

Les nombres quantiques $\nu\ \nu_1\ \nu_2$ caractérisent l'état de l'électron dans la cible, nous prenons la valeur moyenne de σ sur l'état ν. La multiplicité de la dégénérescence est ν^2.

$$\sigma(\nu,\ n) = \frac{1}{\nu^2} \sum_{\nu_1=0}^{\nu-1} n\ \sigma(\nu\ \nu_1\ \nu_2,\ n\ n_1\ n_2)$$

$$\sigma(\nu,\ n) = \frac{n}{\nu}\ \sigma(\nu\ \nu_1\ \nu_2,\ n\ n_1\ n_2) \qquad 1\text{-}54$$

I.2.1.2 - Calcul de la section efficace totale.

Il nous faut maintenant déterminer la section efficace totale à partir de la section efficace différentielle, ce qui nécessite l'intégration sur la partie angulaire de l'expression 1-53. En général, la seule contribution appréciable provient d'un cône étroit centré autour de la direction $\vec{k}_p$. Pour cette raison, il convient de remplacer l'intégrale sur l'angle θ par une intégrale sur le moment transféré au cours de la collision. Ces quantités sont déterminées par les expressions 1-22.

Nous avons :

$$\beta^2 = k_q^2 + k_p^2\ m_b^2 - 2\ m_b\ k_p\ k_q \cos\theta$$

ce qui donne, en dérivant :

$$\beta\ d\beta = -\ m_b\ k_p . k_q\ d(\cos\theta)$$

La section efficace se met sous la forme suivante :

$$\sigma_{pq} = \frac{\mu_b}{\mu_a\ m_a}\ \frac{1}{2\pi}\ \frac{1}{v_p^2} \int_{\beta_{min}}^{\beta_{max}} |I|^2\ \beta\ d\beta \qquad 1\text{-}55$$

$$\beta_{min} = |m_b\ k_p - k_q| \quad ; \quad \beta_{max} = m_b\ k_p + k_q$$

Le facteur $\frac{\mu_b}{\mu_a\, m_a}$ diffère de l'unité d'environ 1% et peut être négligé.

En prenant α comme variable d'intégration, nous obtenons un résultat équivalent.

$$\alpha_{min} = |k_p - m_a\, k_q| \quad ; \quad \alpha_{max} = k_p + m_a\, k_q$$

La conservation de l'énergie dans le centre de masse donne les relations suivantes :

$$\frac{k_p^2}{\mu_a} - \frac{k_q^2}{\mu_b} = \frac{\alpha^2}{m_a} - \frac{\beta^2}{m_b} = 2\, E_q(A) - 2\, E_p(B) = 2\, \Delta E \qquad 1\text{-}56$$

Nous pouvons, à partir de 1-56, déterminer la borne inférieure d'intégration.

Nous avons $\mu_b/\mu_a = m_b/m_a$. Dans ce qui suit, m_a et m_b sont désignés par les lettres a et b.

$$\beta^2_{min} = b^2 \mu_a \left(\frac{k_q^2}{\mu_b} + 2\Delta E\right) + k_q^2 - 2\, b\, k_q \left[\left(\frac{k_q^2}{\mu_b} + 2\Delta E\right) \mu_a\right]^{1/2} \qquad 1\text{-}57$$

$$= k_q^2\,(1 + ab) + ab\, \mu_b\, 2\Delta E - 2(ab)^{1/2}\, k_q^2 \left(1 + \frac{2\Delta E\, \mu_b}{k_q^2}\right)^{1/2}$$

Comme $k_q^2 \gg 2\, \mu_b\, \Delta E$, seuls les deux premiers termes du développement de $(1 + 2\Delta E\, \mu_b/k_q^2)^{1/2}$ sont retenus :

$$\beta^2_{min} = k_q^2 \left[1 - (ab)^{1/2}\right]^2 - (ab)^{1/2} \mu_b\, 2\Delta E \left[1 - (ab)^{1/2}\right] + (ab)^{1/2} \mu_b^2\, \frac{\Delta E^2}{k_q^2}$$

En remarquant que $ab \simeq 1 - (M_a + M_b)/M_a M_b$ et $\mu_b \simeq M_a M_b / M_a + M_b$, nous avons :

$$1 - (ab)^{1/2} \simeq \frac{1}{2\, \mu_b}$$

Ainsi, lorsque les termes d'ordre 1/M sont négligés devant l'unité, nous obtenons :

$$\beta_{min} = \frac{2\, \Delta E}{v} - \frac{v}{2} \qquad 1\text{-}58$$

Un calcul analogue nous donnerait :

$$\alpha_{min} = \frac{2\Delta E}{v} + \frac{v}{2}$$

La limite supérieure de α et β peuvent être prises comme infinies, les contributions provenant essentiellement des valeurs de α et β voisines des minima, et nous nous situons dans des domaines d'énergie importante.

L'interaction est ainsi considérée comme résultant de la superposition d'un effet inélastique et d'un effet élastique :

Effet élastique :

$$|\vec{k_f}| = |\vec{k_i}| \simeq \frac{M_a M_b}{M_a + M_b} v$$

$$|k_f - k_i|^2 = k_f^2 + k_i^2 - 2 k_f k_i \cos\theta \qquad 1\text{-}59$$

$$= 4 \left(\frac{M_a M_b}{M_a + M_b}\right)^2 v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} = \rho^2$$

Effet inélastique :

- Il y a variation de l'énergie interne de l'électron au cours du transfert ; ceci entraîne une variation de l'énergie du mouvement relatif de A et B et, de ce fait, une variation du moment d'une quantité :

$$\left[-E_p(B) + E_q(A)\right] \frac{1}{v}$$

- Par suite du transfert de l'électron, il y a variation de la quantité de mouvement. Si nous tenons compte du fait que les masses réduites μ_a et μ_b sont égales à l'ordre 1/M, nous avons en première approximation : $v_p \simeq v_q = v$. La variation du moment, consécutive au transfert de l'électron, est, dans ces conditions : - v/2.

Nous obtenons ainsi le bilan inélastique suivant :

$$\beta_o = \left[E_p(B) - E_q(A)\right] \frac{1}{v} + \frac{v}{2}$$

$$\beta_o = \left[\frac{Z_a^2}{2n^2} - \frac{Z_b^2}{2\nu^2}\right] \frac{1}{v} + \frac{v}{2} \qquad 1\text{-}60$$

$$\alpha_o = \left[E_p(B) - E_q(A)\right] - \frac{v}{2}$$

$$\alpha_o = \left[\frac{Z_a^2}{2n^2} - \frac{Z_b^2}{2\nu^2}\right] \frac{1}{v} - \frac{v}{2}$$

Si l'angle de diffusion θ est nul, β_o et α_o représentent les quantités minimales dont changent les quantités de mouvement des particules B et A.

Dans le cas où l'angle de diffusion n'est pas nul, il y a superposition de deux effets.

La particule B voit son moment changer d'une quantité $-\beta$ et la particule A de α ; le moment de l'électron varie de $(\vec{\beta} - \vec{\alpha})$. A partir de la loi de conservation de la quantité de mouvement, nous obtenons les deux expressions suivantes :

$$\alpha^2 = \alpha_o^2 + 4 \left(\frac{M_a M_b}{M_a + M_b}\right)^2 v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$\beta^2 = \beta_o^2 + 4 \left(\frac{M_a M_b}{M_a + M_b}\right)^2 v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \qquad 1\text{-}61$$

Ces deux quantités sont liées entre elles par la relation suivante :

$$\alpha^2 - 2 E_q(A) = \beta^2 - 2 E_p(B) \qquad 1\text{-}62$$

avec : $$-2 E_q(A) = \frac{Z_a^2}{n^2} \quad , \quad -2 E_p(B) = \frac{Z_b^2}{\nu^2}$$

ce qui donne : $$\alpha^2 + \frac{Z_a^2}{n^2} = \beta^2 + \frac{Z_b^2}{\nu^2}$$

En se reportant aux quantités ω_1 et ω_2 définies en 1-49 et 1-52, nous obtenons :

$$|\omega_-|^2 = |\omega_1|^2$$

Ainsi, l'intégrale sur la partie angulaire devient une intégrale sur le moment transféré dans la collision élastique. La limite inférieure d'intégration est $\rho = 0$ pour $\theta = 0$ et la limite supérieure de ρ est prise infinie.

Cette quantité de moment transférée au cours de la collision peut se mettre sous forme vectorielle de la façon suivante :

$$\vec{\alpha} \begin{cases} \alpha_x \\ \alpha_y \\ \alpha_z \end{cases} \quad \alpha_x^2 + \alpha_y^2 = 4 \left(\frac{M_a M_b}{M_a + M_b}\right)^2 v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$\alpha_z = \left[\frac{Z_a^2}{2n^2} - \frac{Z_b^2}{2\nu^2}\right] \frac{1}{v} - \frac{v}{2} \qquad \text{1-63}$$

$$\vec{\beta} \begin{cases} x \\ \beta_y \\ z \end{cases} \quad \beta_x^2 + \beta_y^2 = 4 \left(\frac{M_a M_b}{M_a + M_b}\right)^2 v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$z = \left[\frac{Z_a^2}{2n^2} - \frac{Z_b^2}{2\nu^2}\right] \frac{1}{v} + \frac{v}{2}$$

Nous avons l'égalité $\alpha_x^2 + \alpha_y^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2 = \rho^2$ qui découle de la loi de conservation de la quantité de mouvement au cours de la collision élastique.

$$\rho^2 = \left(\frac{M_a M_b}{M_a + M_b}\right)^2 v^2 (1 - \cos\theta)$$

ce qui donne, en dérivant :

$$\sin\theta \, d\theta = \frac{\rho \, d\rho}{(M_a M_b / M_a + M_b)^2 \, v^2}$$

Nous avons d'autre part :

$$4|\omega_1|^2 = 4|\omega_2|^2 = \rho^2 + \beta_z^2 + \frac{Z_b^2}{\nu^2} = \rho^2 + \alpha_z^2 + \frac{Z_a^2}{n^2} \qquad 1\text{-}64$$

En introduisant ceci dans l'expression de la section efficace 1-53 et en tenant compte du fait que nous avons négligé la masse de l'électron devant les masses M_a et M_b, $\mu \simeq M_a M_b / M_a + M_b$ et que v_p a été ainsi assimilé à v_q, nous obtenons :

$$\sigma_{pq} = \frac{\pi}{8} \frac{Z_a^5}{n^4} \frac{Z_b^5}{\nu^4} \frac{1}{v^2} \int_o^{\infty} \frac{\rho \, d\rho}{|\omega_1|^4 \, |\omega_2|^8} \qquad 1\text{-}65$$

$$\sigma_{pq} = \frac{2^9 \pi}{v^2} \frac{Z_a^5}{n^4} \frac{Z_b^5}{\nu^4} \int_o^{\infty} \frac{\rho \, d\rho}{(\rho^2 + \beta_z^2 + Z_b^2/\nu^2)^6}$$

ce qui donne, en intégrant :

$$\sigma_{pq} = \frac{2^8}{5} \pi \frac{Z_a^5}{n^4} \frac{Z_b^5}{\nu^4} \frac{1}{v^2} \frac{1}{(\beta_z^2 + Z_b^2/\nu^2)^5} \qquad 1\text{-}66$$

En tenant compte de la relation 1-54, nous obtenons l'expression de la section efficace de transfert d'un électron situé dans un niveau de nombre quantique principal ν autour d'un noyau de charge Z_b dans un niveau de nombre quantique principal n autour du noyau de charge Z_a.

$$\sigma_{(\nu \longrightarrow n)} = \frac{1}{n^3} \frac{2^8 \pi}{5} \frac{Z_a^5}{\nu^5} \frac{Z_b^5}{v^2} \frac{1}{(\beta_z^2 + Z_b^2/\nu^2)^5} \qquad 1\text{-}67$$

Dans le cas particulier où la particule A est un proton de charge unité, nous avons $Z_a = 1$. Dans la suite, Z indiquera la charge du noyau ainsi que le nombre d'électrons dans l'atome cible B, et ne sera plus indicé.

La majeure partie de ce travail va reposer sur ce résultat important :

"La section efficace de capture d'un électron dans un état de nombre quantique principal n varie comme n^{-3}".

Ceci, comme nous le verrons, est confirmé expérimentalement pour les valeurs de n supérieures à 6, quelle que soit la cible. Pour des valeurs de n plus basses, cette distribution pourrait, selon les prévisions théoriques, ne pas être respectée pour certaines cibles.

Cette répartition en n^{-3} avait été prévue par OPPENHEIMER [10] dans le cas où la vitesse de collision est suffisamment importante pour que la capture se fasse principalement en état s. Nous voyons ceci à partir de l'expression 1-40 où l'élément matriciel de transition se met sous la forme d'un produit de fonctions d'onde dans l'espace des impulsions, qui sont les transformées de Fourier des fonctions d'onde spatiales. Nous avons l'expression suivante :

$$\int \psi_q(r_a)\, \exp(i\vec{\alpha}.\vec{r_a})\, d\, r_a \;=\; F_q(\alpha)$$

Lorsque α est grand, c'est-à-dire pour $\hbar v/e^2 \gg 1$, les états de moment angulaire élevé ne doivent pas contribuer de façon appréciable à la section efficace totale. En effet, la fonction radiale dans l'espace des impulsions est dominée par le facteur [32] :

$$2^{\ell}\, \ell!\, \left[\frac{(n-\ell-1)!}{(n+\ell)!}\right]^{1/2}$$

Lorsque $\ell = 0$, nous avons la forme asymptotique suivante pour la partie radiale de $F_q(\alpha)$:

$$|F_{no}(\alpha)|^2 \;\sim\; \frac{1}{n^3}\,\frac{2^5}{\pi}\,\alpha^{-8}$$

$$\alpha \to \infty$$

Aux énergies d'interaction plus basses, les termes avec $\ell \neq 0$ apportent une contribution appréciable. Nous reportons dans le tableau 1 les contributions des sous-niveaux, de nombre quantique azimuthal ℓ, à la section efficace de capture dans l'état n, obtenues par BUTLER et MAY [5] à partir des fonctions radiales $F_{n\ell}(\alpha)$:

Energie du proton incident keV	$\ell = 0$	1	2	3
25	0,29	0,54	0,15	0,02
50	0,34	0,52	0,13	0,01
100	0,46	0,45	0,08	0,01
200	0,62	0,34	0,04	....
500	0,81	0,18	0,01	....

Tableau 1 - CONTRIBUTIONS RELATIVES $\sigma_{n\ell}/\sigma_n$ DES DIFFERENTS SOUS-NIVEAUX DE MOMENT ANGULAIRE ℓ A LA SECTION EFFICACE DE CAPTURE EN ETAT EXCITE $n > 1$. La cible est supposée dénuée de structure interne.

Jusqu'à présent, la particule lourde B a été considérée comme un tout, de masse et charge données (M_b et Z), autour de laquelle gravitait un électron dans l'état stationnaire ν. En réalité, hormis le cas particulier de la cible d'hydrogène atomique, la particule B est douée de structure interne. Pour illustrer l'influence de cette structure de la particule B, nous reportons pour les trois cibles : hélium, néon et xénon, sur les figures 1, 2 et 3, les contributions relatives des états de moment angulaire ℓ. Ces résultats théoriques ont été obtenus par HISKES [33], les électrons de la cible étaient décrits par des fonctions d'onde Hartree-Fock.

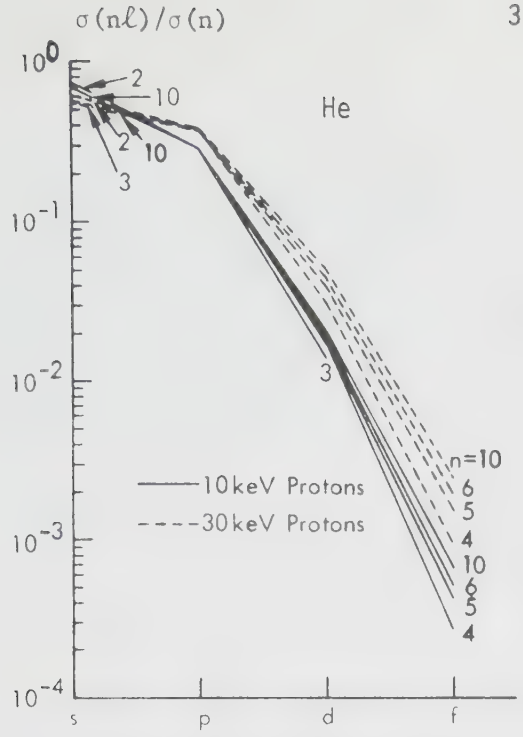


Fig. 1 - DISTRIBUTION DE POPULATION SUR LES SOUS-ETATS POUR LES NIVEAUX n = 2, 3, 4, 5, 6, 10, OBTENUE AVEC L'INTERACTION AVANT LA COLLISION PROTON SUR HELIUM [33]

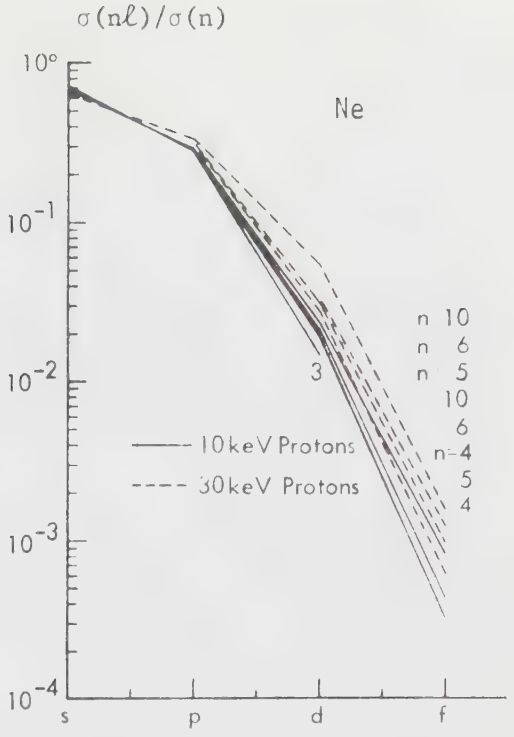


Fig. 2 - DISTRIBUTION DE POPULATION SUR LES SOUS-ETATS POUR LES NIVEAUX n = 3, 4, 5, 6, 10, OBTENUE AVEC L'INTERACTION AVANT LA COLLISION PROTON SUR NEON DE CONFIGURATION $1s^2\ 2s^2\ 2p^6$ [33]

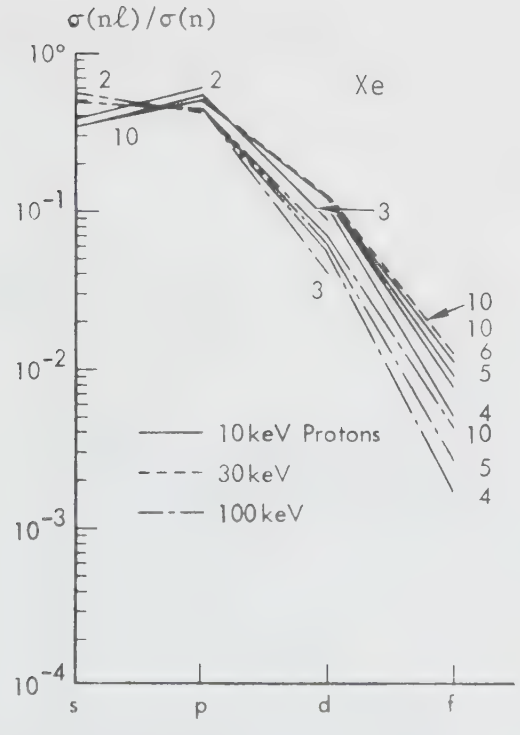


Fig. 3 - DISTRIBUTION DE POPULATION SUR LES SOUS-ETATS POUR LES NIVEAUX n = 2, 3, 4, 5, 6, 10, OBTENUE AVEC L'INTERACTION AVANT LA COLLISION PROTON SUR XENON DE CONFIGURATION $4d^{10}\ 5s^2\ 5p^6$ [33]

I.2.2 - DISTRIBUTION DE POPULATION SUR LES ETATS EXCITES.

La base du problème étant maintenant définie, nous allons, dans ce paragraphe effectuer une revue des travaux théoriques existants. Nous examinerons les méthodes utilisées pour décrire la particule cible. Les résultats obtenus seront comparés à nos valeurs expérimentales dans la suite de ce travail.

Il apparaît que la distribution de population sur les différents niveaux de l'atome d'hydrogène formé par capture d'un électron par le proton incident sur une cible, sera influencée par les paramètres suivants :

- *vitesse relative des particules ;*
- *nature de la cible,*
  - *sa charge effective Z,*
  - *l'état de l'électron qui est transféré (p), c'est-à-dire le nombre quantique principal (ν) et le moment angulaire (λ).*

Les principales difficultés résident dans le choix des fonctions d'onde décrivant l'électron cible.

Dans la plupart des cas, la cible a été considérée comme un atome hydrogénoïde où un seul électron est actif.

Nous citerons les travaux de HISKES [34] qui sont une extension des travaux de BATES et DALGARNO [35]. Ces derniers avaient donné les expressions des sections efficaces pour les transitions :

$$H_1^+ + H(1s) \longrightarrow H(1s,2s,3s,4s,\ 2p,3p,4p,\ 3d,\ 4d,\ 4f) + H_1^+$$

HISKES a poursuivi les calculs pour tous les niveaux $n\ell$ de l'atome d'hydrogène jusqu'à $n = 15$ et pour les niveaux de l'atome cible ν,λ compris dans les intervalles $1s - 7s$, $2p - 6p$, $3d - 5d$.

Avec des charges nucléaires effectives et avec cette gamme de sections efficaces pour les nombres quantiques ν et λ de la cible, il est possible de simuler tous les éléments pris dans l'approximation à un électron.

NIKOLAEV [36] a utilisé des fonctions d'onde hydrogénoïdes du type Slater. Pour décrire un atome à plusieurs électrons, Z et ν deviennent des valeurs ajustées pour rendre compte de l'effet d'écran. Les molécules sont considérées constituées de deux atomes et l'énergie des électrons externes est prise égale au potentiel d'ionisation de la molécule. Les sections efficaces sont calculées pour les différentes couches électroniques constituant la cible. La section efficace totale est obtenue par sommation :

$$\sigma_{totale} = \sum_{\nu} \sum_{\lambda} \sum_{n} \sum_{\ell} \sigma(\nu\ \lambda\ n\ \ell)$$

L'interaction est prise dans le système après la collision.

Ces valeurs de sections efficaces théoriques sont ajustées aux valeurs expérimentales par une méthode empirique. Leur rapport, compte tenu des incertitudes expérimentales de l'ordre de 10 à 20%, peut être représenté avec une exactitude de 20 à 25% par une fonction simple d'un seul paramètre, t, rendant compte de la vitesse relative des particules et de l'état de liaison de l'électron. Cette relation est valable pour tous les milieux cibles constitués d'atomes ou de molécules simples.

Cette méthode semi-empirique a été également appliquée pour évaluer la section efficace de capture dans des niveaux quantiques avec $n \sim 10$. La même relation empirique est également supposée valable pour ces niveaux. Les résultats obtenus pour les cibles d'hydrogène, d'azote, d'hélium, de néon et d'argon seront comparés à nos valeurs expérimentales dans la suite de ce travail (figures 38 à 40).

Les fonctions d'onde hydrogénoïdes ont également été utilisées par BUTLER et MAY [5] pour simuler les différentes cibles. Ces auteurs ont étudié le processus de capture en état excité mais ils ont aussi suivi l'évolution d'un faisceau de protons dans le cas où il y a succession d'interactions, ce qui advient dans les cibles épaisses. Divers processus concurrents entrent en jeu : transitions entre niveaux voisins (cascade), ionisation, etc... Ils ont effectué une analyse individuelle de ces processus et ont tenté une estimation globale de la composition du faisceau émergent. Nous comparerons également nos résultats avec leurs prévisions théoriques (figure 47).

Toutefois, il s'avère que l'utilisation de fonctions d'onde hydrogénoïdes avec des charges effectives pour simuler les électrons dans la cible donne une représentation assez grossière de celle-ci et présente de sévères limitations. Généralement, il n'est pas possible de représenter de façon satisfaisante l'allure de la fonction d'onde et le niveau d'énergie d'un électron atomique par une simple fonction hydrogénoïde avec la charge effective comme paramètre.

Les fonctions Hartree-Fock considèrent l'électron gravitant dans le champ du noyau et dans le champ moyen des autres électrons et s'expriment sous forme de produit antisymétrisé d'orbitales à un électron. Elles donnent une représentation beaucoup plus correcte de la réalité.

Nous avons pour l'atome cible et l'ion restant les fonctions d'onde suivantes :

$$\phi_o = Z!^{-1/2} \; P \; \mu_1(b_1) \; \ldots \; \mu_k(b_k) \; \ldots \; \mu_Z(b_Z)$$

$$\phi_+ = (Z-1)!^{-1/2} \; P \; \mu_1(b_1) \; \ldots \; \mu_Z(b_Z) \qquad 1\text{-}68$$

Les $\mu_i(b_i)$ sont les orbitales Hartree-Fock et P l'opérateur d'antisymétrisation. ϕ_+ diffère de ϕ_o par le fait que l'électron k qui a été transféré est omis.

L'interaction se met sous la forme :

$$V_{avant} = \sum_{i=1}^{Z}{}' \frac{-1}{r_{ai}} - \frac{1}{r_{ak}} + \frac{Z}{|\vec{r}_a - \vec{r}_b|}$$

$$V_{après} = \sum_{i=1}^{Z}{}' \frac{-1}{r_{ai}} - \frac{Z}{r_{bk}} + \sum_{i=1}^{Z}{}' \frac{1}{|\vec{r}_{bi} - \vec{r}_{bk}|} + \frac{Z}{|\vec{r}_a - \vec{r}_b|} \qquad 1\text{-}69$$

Les sommations sont effectuées sur les Z-1 électrons autres que l'électron k.

Des simplifications doivent être apportées aux expressions des potentiels d'interaction. L'interaction entre les particules lourdes, qui correspond au dernier terme de chaque expression ne sera pas considérée. De même, le premier terme de chaque expression, qui représente la polarisation des Z-1 électrons non actifs de la cible par le proton, sera négligé. Dans l'expression de l'interaction décrite dans le système après la collision, les deuxième et troisième termes sont l'interaction entre l'électron k qui a été transféré et le noyau de charge Z d'une part, entre cet électron k et les Z-1 électrons centrés autour du noyau B d'autre part. Ces deux termes peuvent être approximés à une charge unité centrée au noyau B.

Les interactions se réduisent dans ces conditions aux expressions suivantes :

$$V_{avant} \simeq \frac{-1}{r_{a_k}}$$

$$V_{après} \simeq \frac{-1}{r_{b_k}} \qquad 1\text{-}70$$

Elles seront toutes deux prises en compte, leur divergence rendant compte de la validité des fonctions d'onde utilisées et des approximations successives effectuées.

Les fonctions d'onde asymptotiques entrant dans l'expression de l'élément matriciel de transition se mettent sous la forme suivante :

$$\phi_o(r_{b_1} \cdots r_{b_k} \cdots r_{b_Z}) \exp(i \vec{k_p} . \vec{R_a})$$

produit d'une onde plane incidente et de la fonction d'onde de l'atome cible,

et $$\phi_+(r_{b_1} \cdots r_{b_Z}) \psi_q(r_{a_k}) \exp(i \vec{k_q} . \vec{R_b}) \qquad 1\text{-}71$$

produit d'une onde plane sortante, de la fonction d'onde de l'atome d'hydrogène et de la fonction d'onde de l'ion cible restant.

Compte tenu de la structure complexe de la particule cible, les relations 1-14 et 1-22 deviendront :

$$\vec{k_p} = \vec{v_p} \frac{M_a(M_b + Z)}{M_a + M_b + Z}$$

$$\vec{k_q} = \vec{v_q} \frac{(M_a + 1)\left[M_b + (Z - 1)\right]}{M_a + M_b + Z}$$

$$-\vec{\alpha} = \vec{k_q} + \vec{k_p} \frac{M_a}{M_a + 1} \qquad 1\text{-}71$$

$$-\vec{\beta} = \vec{k_p} + \vec{k_q} \frac{M_b + (Z - 1)}{M_b + Z}$$

$$\vec{\gamma} = \vec{k_p} \frac{1}{M_b + Z} + \vec{k_q} \frac{1}{M_b + (Z - 1)}$$

Ceci étant défini, l'élément matriciel de transition se met sous la forme :

$$I = \int_1 \cdots \int_Z \phi_+(r_{b_1} \cdots r_{b_Z})\ \phi_o(r_{b_1} \cdots r_{b_k} \cdots r_{b_Z})\ \psi_q^*(r_{a_k})\, V$$

$$\times \exp i(\vec{\alpha}.\vec{r_{a_k}} - \vec{\beta}.\vec{r_{b_k}} + \sum_{i=1}^{Z}{}' \vec{\gamma}.\vec{r_{b_i}})\ dr_{b_1} \cdots dr_{b_Z}\ dr_{a_k} \qquad 1\text{-}72$$

En remarquant que $M_a, M_b \gg 1$, l'approximation suivante est justifiée :

$$\exp(i \sum_{i=1}^{Z}{}' \vec{\gamma}.\vec{r_{b_i}}) \simeq 1 + \sum_{i=1}^{Z}{}' \vec{\gamma}.\vec{r_{b_i}} \simeq 1 \qquad 1\text{-}73$$

L'intégration sur les coordonnées des Z-1 électrons de la cible est possible, donnant pour l'élément matriciel de transition relatif à l'électron k l'expression suivante :

$$I_k = Z^{-1/2} \int \psi_q^*(r_{a_k})\ \mu_k(b_k)\, V \exp i(\vec{\alpha}.\vec{r_{b_k}} - \vec{\beta}.\vec{r_{a_k}})\ dr_{b_k}\ dr_{a_k} \qquad 1\text{-}74$$

La probabilité de capture de l'électron k à partir de l'orbitale k est proportionnelle à $|I_k|^2$. Pour les Z électrons cibles à partir de cette même orbitale, elle est $Z|I_k|^2 = |I|^2$; pour les N_p électrons de nombres quantiques ν et λ, la probabilité de capture de l'un d'eux dans l'état q (=n,ℓ) est :

$$\sigma_{pq} = \frac{\mu_b^2}{2\pi} \frac{v_q}{v_p} N_p \int_{-1}^{+1} |I_{pq}|^2 \, d(\cos\theta) \qquad 1\text{-}75$$

La méthode d'intégration sur l'angle θ est celle indiquée précédemment.

Si plusieurs niveaux sont occupés dans la cible, la section efficace totale pour l'échange de charge avec capture dans l'état nℓ est donnée par :

$$\sigma(n\ell) = \sum_{\nu} \sum_{\lambda} \sigma(\nu\ \lambda \longrightarrow n\ell) \qquad 1\text{-}76$$

La section efficace totale pour l'échange de charge devient :

$$\sigma_{totale} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\ell=0}^{n-1} \sigma(n\ell) \qquad 1\text{-}77$$

Les éléments matriciels de transition apparaissant dans ces intégrales ont été calculés par HISKES [33].

Les résultats sont exprimés sous la forme de population relative des états excités définis par :

$$R(11) = \left[\sum_{\ell=0}^{n-1} \sum_{\nu} \sum_{\lambda} \sigma(\nu\ \lambda \longrightarrow n\ell)\right] \left[\sum_{n=1}^{10} \sum_{\ell=0}^{n-1} \sum_{\nu} \sum_{\lambda} \sigma(\nu\ \lambda \longrightarrow n\ell)\right]^{-1} \qquad 1\text{-}78$$

L'expression apparaissant au dénominateur diffère de l'expression 1-77 d'une quantité inférieure à un pour cent.

Ce rapport R(11) est directement accessible expérimentalement. Nous comparerons nos valeurs expérimentales avec ces résultats théoriques dans la suite de ce travail : hélium, figure 30 ; néon, figure 31 ; xénon, figure 33.

I.3 - MECANISMES ET CONDITIONS D'ETUDE DES ATOMES SE TROUVANT DANS UN ETAT EXCITE.

Le nombre relativement faible de mesures expérimentales sur l'excitation collisionnelle des particules rapides est dû, en grande partie, à la difficulté d'observer la population des états excités.

Pour l'atome d'hydrogène, il existe essentiellement deux voies différentes :

I.3.1 - METHODE SPECTROSCOPIQUE.

Cette méthode consiste à observer les photons émis par l'atome au cours de sa déexcitation radiative. La longueur d'onde du photon émis est caractéristique de la transition. Pour remonter à partir des données spectroscopiques aux sections efficaces de capture, il est nécessaire de connaître les probabilités de transitions entre les différents états, ou les durées de vie radiatives.

I.3.2 - METHODE PAR IONISATION DANS UN CHAMP EXTERIEUR.

L'ionisation des atomes d'hydrogène excités a été observée pour la première fois par R.V. TRAUBENBERG et col. [37]. Au cours de l'étude de l'effet Stark sur les raies de la série de Balmer, ils ont constaté que la composante Stark rouge de Hξ (n = 8), correspondant à l'état Stark le plus faiblement lié, disparaissait à $1{,}2.10^5$ V.cm^{-1}, alors que la composante bleue, correspondant à l'état Stark le plus fortement lié, disparaissait à $1{,}8.10^5$ V.cm^{-1}.

Un atome d'hydrogène placé dans un champ extérieur : champ électrique F ou champ magnétique équivalent $F' = v \times B$ s'ionise lorsque les forces exercées par ce champ sur le système proton-électron sont comparables à l'attraction coulombienne. Ce mécanisme d'ionisation est appelé ionisation de Lorentz. Les seuils d'ionisation varient avec l'état de liaison de l'électron dans l'atome, un accroissement du champ électrique entraîne une augmentation du nombre d'atomes ionisés. En effet, plus le niveau d'excitation est élevé moins l'électron est lié, plus facilement il est séparé de l'atome. Les protons ainsi formés peuvent être analysés et mesurés facilement. La variation de ce courant de protons suivant le champ est liée à la population des différents états excités.

Le champ électrique ionisant est localisé dans une région de dimensions finies de l'espace. Il est nécessaire de connaître la probabilité d'ionisation des différents niveaux de l'atome lorsque celui-ci est soumis à l'action du champ.

Les atomes sont formés au cours de collisions : soit par neutralisation d'un faisceau de protons, soit par dissociation de molécules rapides contenant des atomes d'hydrogène (ex. : H_2^+, H_3^+, ...), soit encore par excitation d'atomes d'hydrogène déjà existants.

L'étude de la composition du faisceau par cette méthode se fait au-delà de la cible. Au cours du transit, il est évident que les atomes se déexcitent par émission spontanée de photons. Il est donc nécessaire de s'assurer que ceci ne perturbe pas de façon trop importante la composition du faisceau si l'on veut, à partir de ces données, pouvoir remonter aux processus mêmes de formation.

I.3.3 - DUREE DE VIE DES ETATS EXCITES DE L'ATOME D'HYDROGENE [38].

Le problème doit être abordé de deux manières différentes selon que l'atome se déplace dans une région exempte ou non de champs extérieurs. Ces champs sont constitués principalement du champ magnétique terrestre, des champs de fuites des circuits magnétiques d'analyse et également du champ électrique dans une partie de l'espace de transfert.

Le calcul des probabilités de transitions radiatives se fait à partir de l'expression générale de l'élément matriciel de transition dipolaire [32, page 250] :

$$A_{qq'} = \frac{4}{3}\frac{e^2}{\hbar}\frac{\omega_{qq'}^3}{c^3}\left|\int \psi_{q'}\, r\, \psi_q\, d\tau\right|^2 \qquad 1\text{-}79$$

$\omega_{qq'}$ correspond à la fréquence angulaire définie par :

$$E_q - E_{q'} = h\nu_{qq'} = \hbar\omega_{qq'} = \frac{1}{2}\left(\frac{me^4}{\hbar^2}\right)\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right) \qquad 1\text{-}80$$

q et q' désignent :

- soit les nombres quantiques sphériques $n\ell m$ et $n'\ell'm'$,
- soit les nombres quantiques paraboliques $n\ n_1\ n_2\ m$ et $n'\ n'_1\ n'_2\ m'$.

Les règles de sélection se déduisent des parties angulaires des fonctions d'onde.

- *Dans les cas sphériques*, $\Delta m = 0$ pour le photon polarisé parallèlement à l'axe z, et $\Delta_m = \pm 1$ pour le photon polarisé perpendiculairement à cet axe, et d'autre part $\Delta\ell = \pm 1$.

- *Dans les cas paraboliques*, $\Delta m = 0$ pour le photon polarisé parallèlement au vecteur champ qui coïncide avec l'axe z ; $\Delta_m = \pm 1$ dans le cas où le photon est polarisé perpendiculairement à cet axe. En ce qui concerne les nombres quantiques paraboliques, il n'existe pas de règles de sélection strictes.

Nous représentons sur les figures 4, 5 et 6 les résultats théoriques obtenus par HISKES et col. [38] pour les niveaux n jusqu'à 25.

La figure 4 représente les durées de vie sphériques.

$$\left[\tau(n\ell)\right]^{-1} = A(n\ell) = \sum_{n'<n} \sum_{\ell'=\ell\pm1} A(n\ell,\ n'\ell') \qquad 1\text{-}81$$

Les figures 5 et 6 représentent les durées de vie paraboliques respectivement dans le cas $m' = 0$ et $m' \neq 0$.

$$\left[\tau(n\ n_1\ n_2\ m)\right]^{-1} = A(n\ n_1\ n_2\ m) = \sum_{n'<n} \sum_{n'_1=0}^{n-1} \sum_{m'=m+0\pm1} A(n\ n_1 n_2\ m,\ n'\ n'_1 n'_2 m') \qquad 1\text{-}82$$

Lorsque le champ extérieur est suffisamment important pour modifier de façon appréciable l'espacement des niveaux de la structure fine, l'atome dans un niveau excité est sujet à la décroissance radiative Stark. Il est admis que le champ électrique correspondant à la transition entre les deux modes de décroissance est

celui pour lequel l'étalement en énergie par effet Stark au premier ordre est égal à l'étalement en énergie dû à la structure fine [32].

L'écart en énergie de l'effet Stark linéaire est :

$$\Delta E(n_1 - n_2) = \frac{3}{2} . n . (n_1 - n_2) . F \qquad 1\text{-}83$$

Les deux composantes extrêmes du niveau désintégré sont :

$$n_1 = n - 1,\ n_2 = 0 \qquad \text{et} \qquad n_1 = 0,\ n_2 = n - 1$$

Ceci donne, pour l'écartement Stark maximum :

$$\Delta E_{max} = 3 n (n - 1) F \qquad 1\text{-}84$$

L'écartement dû à la structure fine est au premier ordre

$$\Delta E(n_J) = - \frac{\alpha^2}{2n^4} \left(\frac{n}{J + 1/2} - \frac{3}{4} \right) \qquad 1\text{-}85$$

où $J = \ell + s$

ce qui donne, pour l'écartement maximum :

$$\Delta E_{max} = \frac{1}{2n^4} (n - 1)\ \alpha^2 \qquad 1\text{-}86$$

α, constante de structure fine, est le rapport de la vitesse moyenne de l'électron dans l'état fondamental, à la vitesse de la lumière

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{c} = 7{,}298.10^{-3}$$

Nous en déduisons le champ électrique de transition :

$$3n(n-1)\,F = \frac{1}{2}\,n^{-4}\,(n-1)\,\alpha^2$$

$$F = \frac{1}{6}\,\alpha^2\,n^{-5} \qquad 1\text{-}87$$

ce qui donne successivement :

pour $n = 8$: $F = 3\ V.cm^{-1}$

$n = 9$: $F = 1{,}55\ V.cm^{-1}$

$n = 10$: $F = 0{,}9\ V.cm^{-1}$

.....

$n = 15$: $F = 0{,}116\ V.cm^{-1}$

Les deux composants d'un atome d'hydrogène animé d'une vitesse de $3{,}12.10^8$ cm/sec (E = 50 keV) sont soumis au minimum à la composante verticale du champ terrestre $\simeq 4.10^{-5}$ T, ce qui donne un champ équivalent de $1{,}25\ V.cm^{-1}$.

A ce champ terrestre viennent s'ajouter des champs parasites : fuites magnétiques, etc...

Il apparaît donc que pour les observations spectroscopiques des bas-niveaux, les durées de vie sphériques peuvent être utilisées si les champs parasites sont limités. Par contre, pour les niveaux plus élevés, les durées de vie paraboliques s'imposent.

Les niveaux les plus faiblement excités ont les durées de vie les plus courtes. Nous voyons, à partir de l'élément matriciel de transition, que pour ℓ donné, $A(n\ell)$ varie comme n^{-3}. Par ailleurs, la valeur moyenne de la probabilité de transition par émission spontanée de radiations varie comme $n^{-4,5}$ [32].

$$A(n) = \frac{1}{n^2} \sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell+1)\,A(n\ell) \simeq n^{-4,5} \qquad 1\text{-}88$$

Cette expression correspond au cas où la distribution de population sur les sous-niveaux est statistique. Dans la limite des champs nuls, la probabilité moyenne de transition entre deux états n et n' est indépendante de la représentation de ces états.

Une estimation de la modification des durées de vie paraboliques suivant l'intensité du champ extérieur a été effectuée par HISKES et col. [38]. Les fonctions d'onde paraboliques et les niveaux d'énergie perturbés au premier ordre ont été utilisés. Ceci a montré que les durées de vie paraboliques (figures 5 et 6) donnent une bonne approximation des durées de vie en présence de champs extérieurs tant que la probabilité d'ionisation sous l'effet de ces champs reste inférieure à $10^8\,sec^{-1}$.

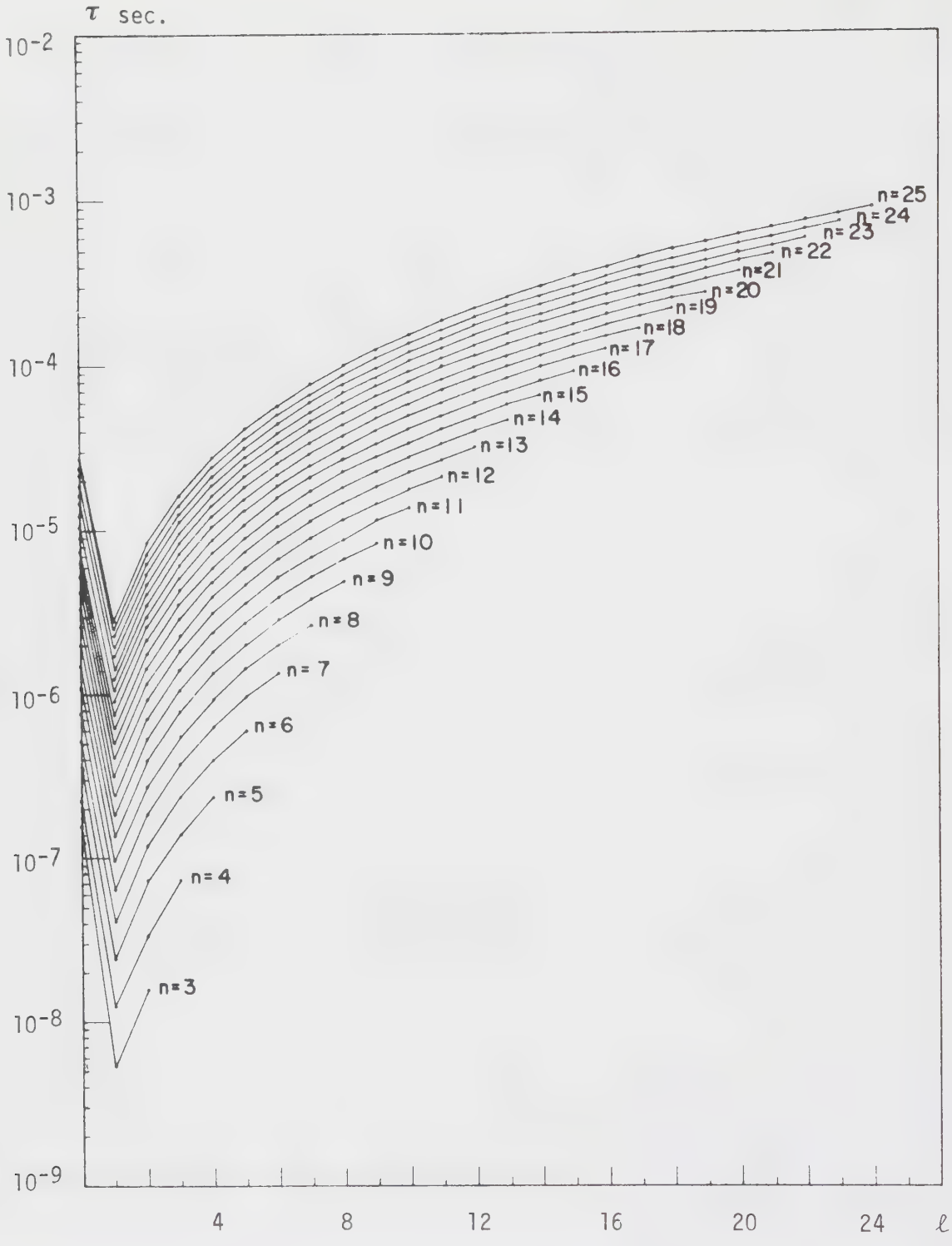


Fig. 4 - DUREES DE VIE RADIATIVES SPHERIQUES

EN L'ABSENCE DE CHAMPS EXTERIEURS [38]

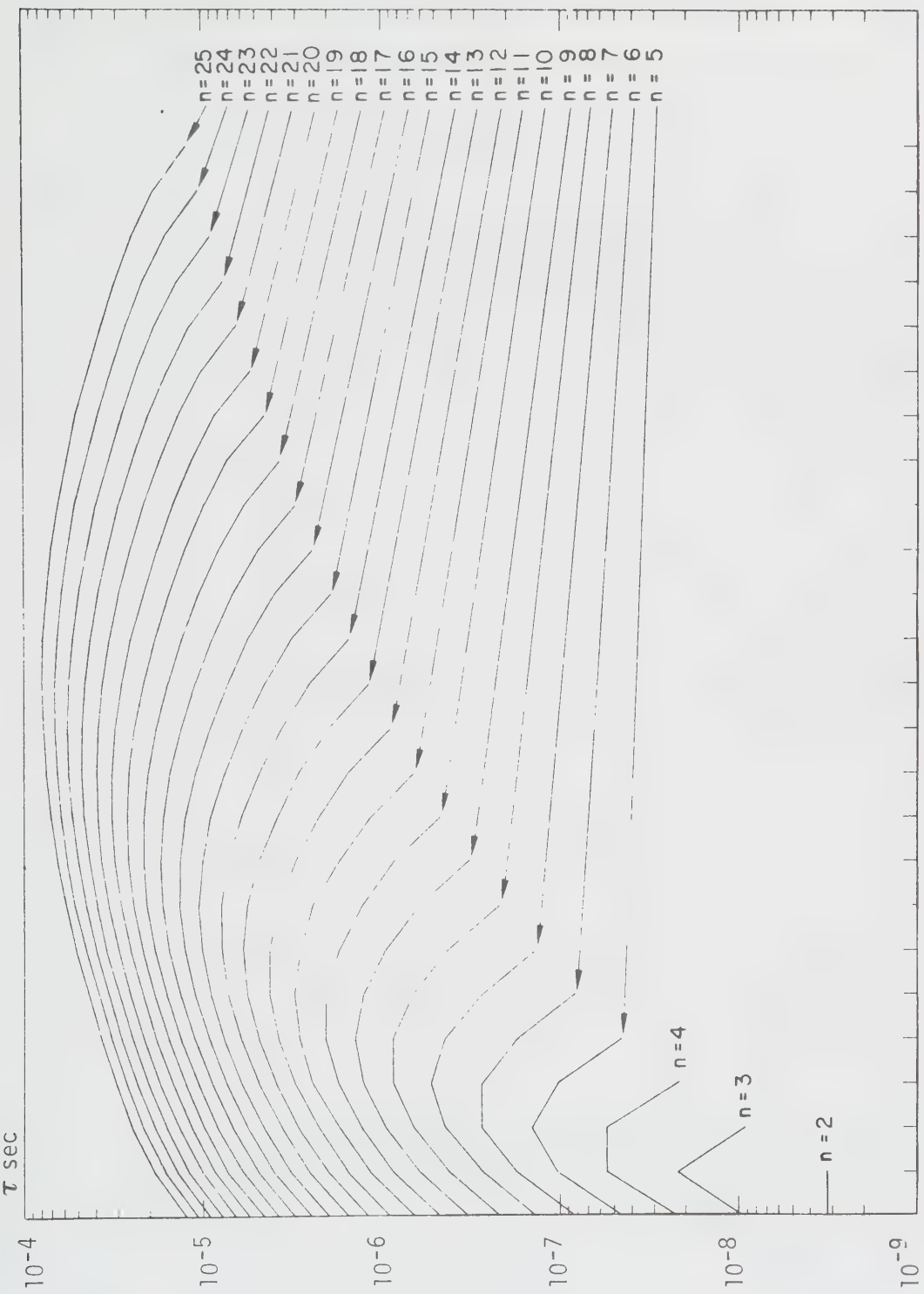


Fig. 5 - DUREES DE VIE RADIATIVES PARABOLIQUES EN PRESENCE DE CHAMPS EXTERIEURS POUR m = 0 [38]

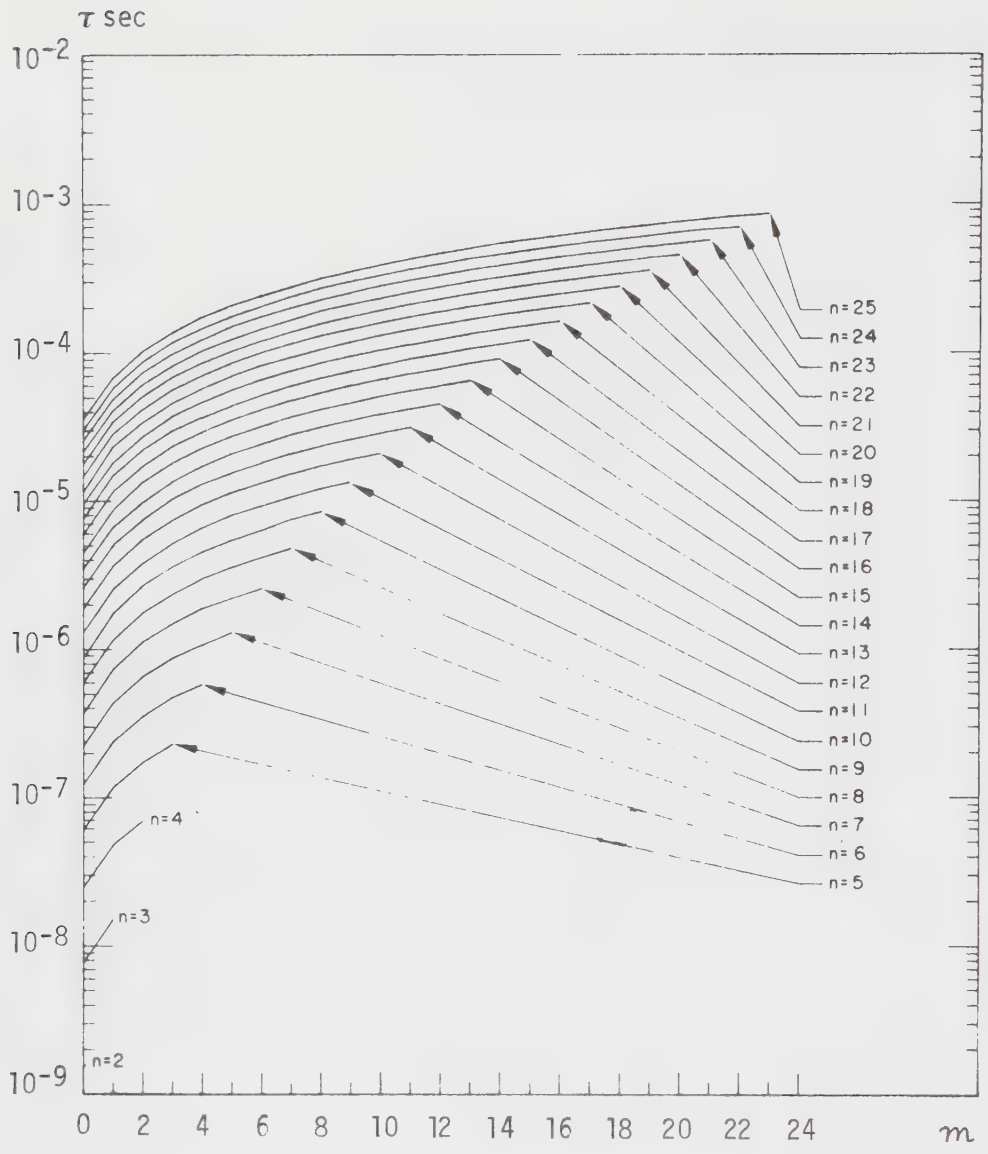


Fig. 6 - DUREES DE VIE RADIATIVES PARABOLIQUES
EN PRESENCE DE CHAMPS EXTERIEURS POUR m > 0 [38]

I.3.4 - IONISATION DE L'ATOME D'HYDROGENE SE TROUVANT DANS UN ETAT EXCITE SOUS L'EFFET D'UN CHAMP ELECTRIQUE.

Dans l'atome isolé, l'électron dans un état lié se trouve dans un puits de potentiel limité par une barrière d'épaisseur infinie. En présence d'un champ extérieur, la fonction potentiel n'est plus de symétrie sphérique et la barrière a, dans la direction du champ F, une épaisseur finie. Ceci entraîne une probabilité finie pour que l'électron la franchisse par effet tunnel. Lorsque le champ F augmente, la hauteur et l'épaisseur de cette barrière de potentiel diminuent, les niveaux successifs étant ainsi atteints. Ceci est illustré sur la figure 7 :

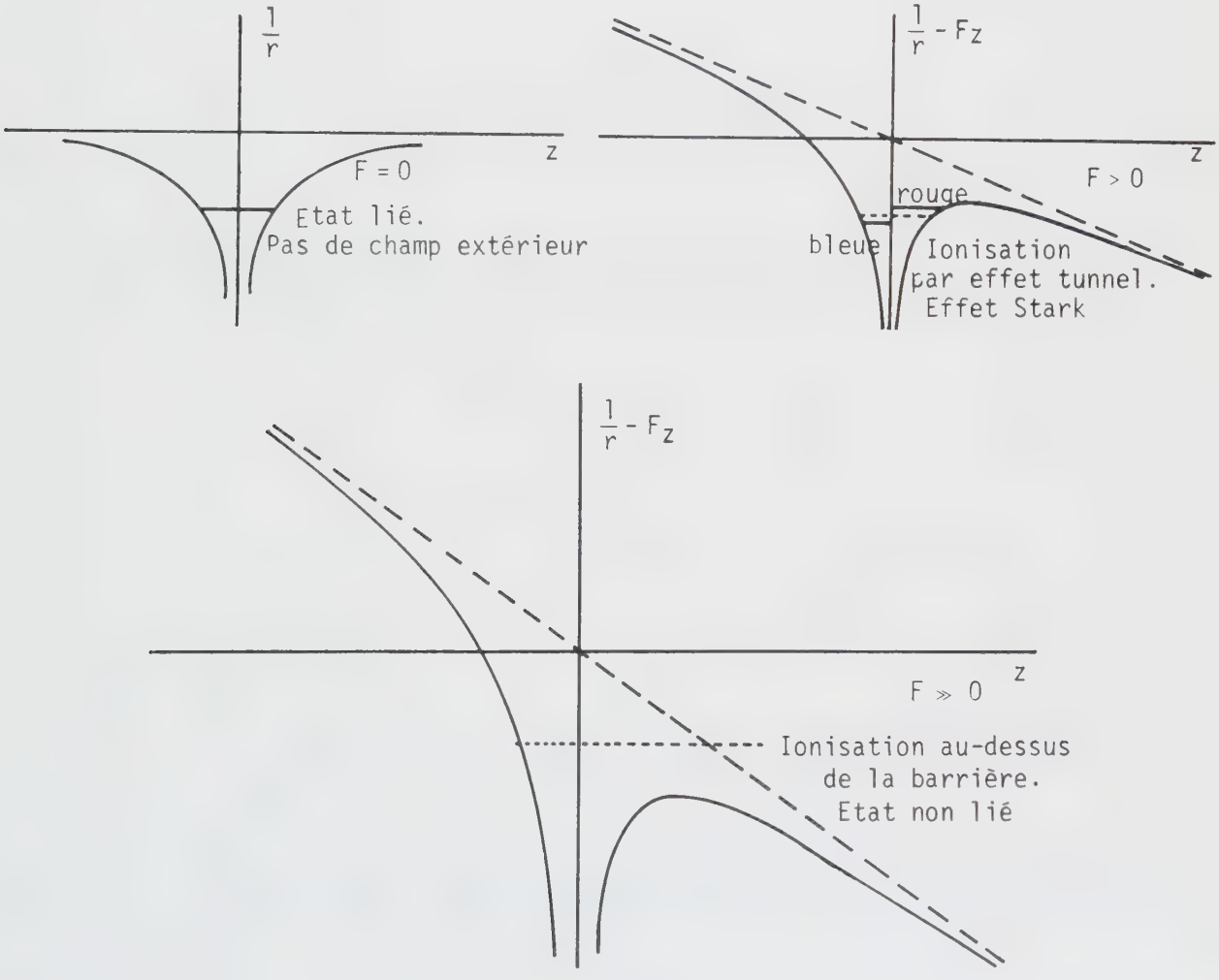


Figure 7

L'évaluation des probabilités d'ionisation nécessite la connaissance des niveaux d'énergie et de la fonction d'onde ψ, solution de l'équation d'onde tenant compte du champ extérieur. Nous avons :

$$\frac{1}{2}\nabla^2\psi + (E + r^{-1} - FZ)\psi = 0 \qquad 1\text{-}89$$

Cette équation est séparable en coordonnées paraboliques. Etant donné que les champs électriques sont intenses, la théorie des perturbations est difficile à appliquer et ces équations ne se résolvent pas exactement. En effectuant le changement de variable indiqué en 1-44, la fonction d'onde se met sous la forme suivante :

$$\psi = (2\pi\xi\eta)^{-1/2}\,\chi_1(\xi)\,\chi_2(\eta)^2\,e^{im\varphi}$$

L'équation de Schrödinger est alors séparable en deux équations, identiques en ξ et η où les dérivées premières s'annulent. Elles ont la forme suivante :

$$\frac{d^2\chi_1}{d\xi^2} + \phi_1(\xi)\,\chi_1(\xi) = 0 \qquad 1\text{-}90$$

avec :

$$\phi_1(\xi) = -\frac{E}{2} + \frac{Z_1}{\xi} - \frac{m^2-1}{4\xi^2} - \frac{1}{4}F\xi \qquad 1\text{-}91$$

$$\phi_2(\eta) = -\frac{E}{2} + \frac{Z_2}{\eta} - \frac{m^2-1}{4\eta^2} + \frac{1}{4}F\eta$$

Ces fonctions ϕ_1 et ϕ_2 sont représentées sur la figure 8 :

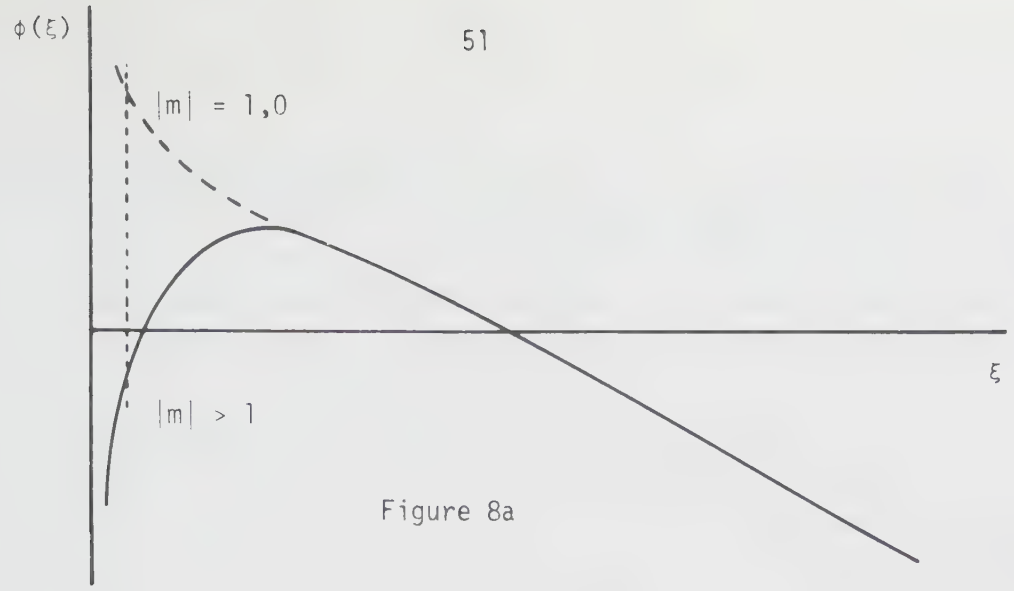


Figure 8a

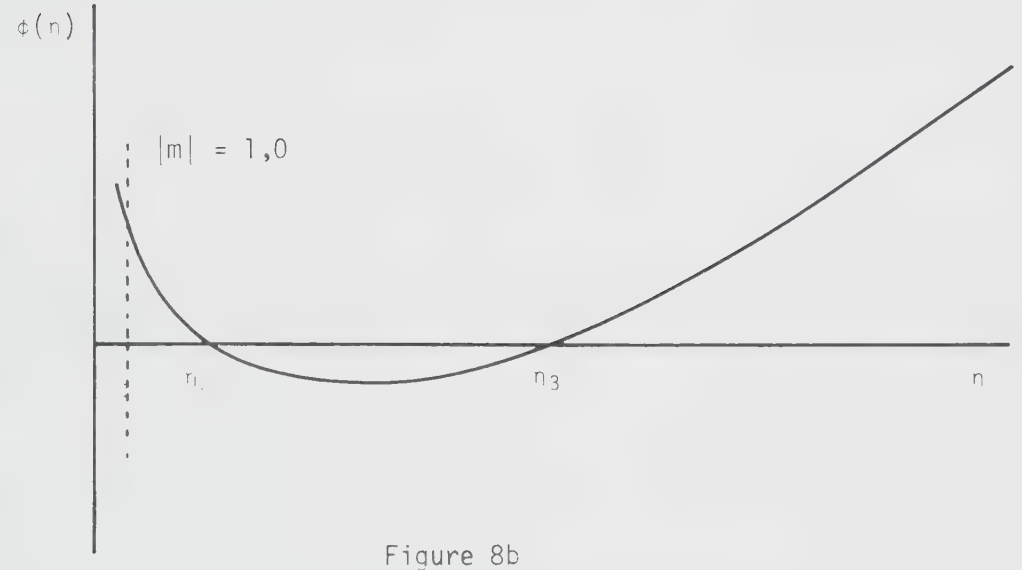
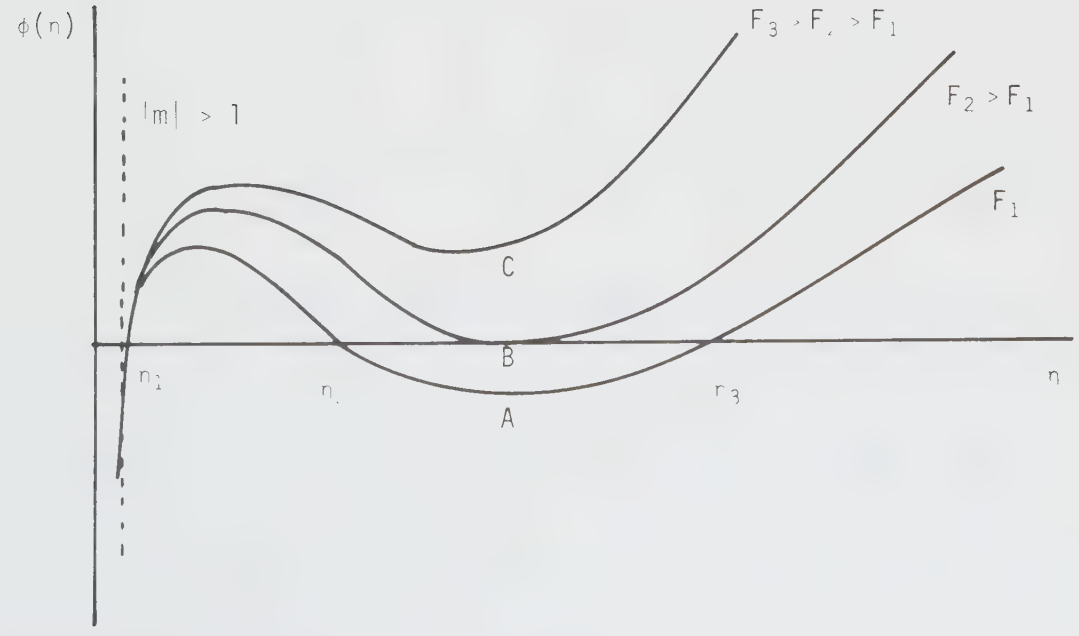


Figure 8b



Le problème a successivement été étudié par LANGZOS [39], RICE et GOOD [40] et par BAILEY, HISKES et RIVIERE [41].

La méthode de LANGZOS considère le problème à une dimension. (La discussion se faisant sur la variable η, les fonctions χ, ϕ et Z ne seront plus indicées). La fonction $\phi(\eta)$ possède une barrière entre η_2 et η_3 de largeur et de hauteur finies. L'électron ayant franchi cette barrière et se trouvant à une position $\eta > \eta_3$ sera accéléré et ne retournera plus à l'atome. La connaissance de $\chi(\eta)$ pour $\eta > \eta_3$ détermine la probabilité d'ionisation. L'énergie E et le paramètre Z sont déterminés par la théorie des perturbations [32].

Dans la région $\eta_1 < \eta < \eta_2$, la fonction $\phi(\eta)$ est positive et $\chi(\eta)$ est oscillatoire et de la forme :

$$\chi(\eta) = a\left[\phi(\eta)\right]^{-1/4} \cos\left[\int_{\eta_1}^{\eta_2} \left[\phi(x)\right]^{1/2} dx - \frac{\pi}{4}\right] \qquad 1\text{-}92$$

La constante de normalisation a est déterminée par les conditions initiales. A l'instant t = 0, l'électron est lié dans l'atome, sa probabilité de présence entre η_1 et η_2 est égale à l'unité. (Le terme en $\cos^2$ est approximé à sa valeur moyenne 1/2).

Dans ces conditions, nous avons la relation de normalisation :

$$\frac{1}{2} a^2 \int_{\eta_1}^{\eta_2} \left[\phi(\eta)\right]^{-1/2} d\eta = 1 \qquad 1\text{-}93$$

A l'intérieur de la barrière de potentiel, $\eta_2 < \eta < \eta_3$, la fonction d'onde décroît exponentiellement :

$$\chi(\eta) = \frac{1}{2} a \left|\phi(\eta)\right|^{-1/4} \exp\left[-\int_{\eta_2}^{\eta} \left|\phi(x)\right|^{1/2} dx\right] \qquad 1\text{-}94$$

A l'extérieur de la barrière, $\eta > \eta_3$, la fonction $\phi(\eta)$ est de nouveau positive et la fonction d'onde est oscillatoire, mais son amplitude est déterminée par un terme exponentiel rendant compte du franchissement de la barrière :

$$\chi(\eta) = \frac{1}{2}\, a\, \left[\phi(\eta)\right]^{-1/4} \exp\left[-\int_{\eta_2}^{\eta_3} |\phi(x)|^{1/2}\, dx\right] \cos\left[\int_{\eta_3}^{\eta} \left[\phi(x)\right]^{1/2} dx - \frac{\pi}{4}\right] \qquad 1\text{-}95$$

La vitesse de l'électron au point η est déterminée par $\left[\phi(\eta)\right]^{1/2}$. Le courant S au point η est $\chi^2_{(\eta)}\ \phi^{1/2}_{(\eta)}$. En remplaçant le terme $\cos^2$ par sa valeur moyenne 1/2, nous obtenons pour S une expression qui est indépendante de η :

$$S = \exp\left[-2 \int_{\eta_2}^{\eta_3} |\phi(\eta)|^{1/2}\, d\eta\right] \times \left[4 \int_{\eta_1}^{\eta_2} \left[\phi(\eta)\right]^{-1/2} d\eta\right]^{-1} \qquad 1\text{-}96$$

$\phi(\eta)$ étant exprimé en unités atomiques, ceci représente la probabilité d'ionisation de l'atome se trouvant dans un état donné pendant l'unité atomique de temps $\hbar^3/me^4 = 2{,}4.10^{-17}$ sec.

RICE et GOOD [40] ont considéré le problème à trois dimensions. Le niveau d'énergie E_o a une largeur ΔE fonction de l'intensité du champ. Le développement de la fonction d'onde, en fonction du temps, conduit à la pénétration de la barrière. Ceci est représenté par un paquet d'ondes correspondant à un groupe d'états avec les mêmes nombres quantiques, mais avec une distribution d'énergie ΔE centrée sur E_o. La probabilité pour que l'électron reste lié décroît exponentiellement avec une constante de temps $\tau = \hbar/\Delta E$. Ces auteurs ont calculé les probabilités de transition pour les composantes Stark extrêmes des niveaux n = 5 - 7.

Ces calculs ont été repris par BAILEY, HISKES et RIVIERE [41] dans les deux méthodes. Ils ont été étendus à tous les états Stark des niveaux jusqu'à n = 7 et aux états Stark extrêmes des niveaux jusqu'à n = 25. Les résultats obtenus par ces auteurs en utilisant le modèle de RICE et GOOD sont représentés sur la figure 9. Il est à noter un recouvrement partiel à par-

tir de n = 7, il s'accentue lorsque n augmente. Pour n = 20, il y a recouvrement de 8 niveaux allant des composantes rouges du niveau n = 17 aux composantes bleues du niveau n = 24.

Notons également que pour un niveau et une probabilité d'ionisation déterminés, l'espacement des sous-niveaux n'est pas uniforme; les probabilités d'ionisation ont une tendance à être groupées du côté des faibles valeurs de champ . Dans le cas d'une population statistique répartie sur les différents sous-niveaux, ceci devrait se traduire par un maximum de particules ionisées pour une valeur déterminée du champ. Nous montrons, sur la figure 10, les probabilités d'ionisation pour les différents états Stark du niveau n = 7.

Dans ce paragraphe, nous avons vu les données théoriques existantes sur lesquelles reposeront les expérimentations, ainsi que les interprétations des résultats.

- Pour les bas-niveaux, les méthodes spectroscopiques sont indiquées. Elles permettent une excellente résolution et une identification sans équivoque. A partir des sections efficaces d'émission de radiation de longueur d'onde donnée, il sera possible, connaissant les probabilités de transition, de déduire les sections efficaces de capture dans un état excité. Mais, compte tenu des probabilités de transition importantes pour les faibles valeurs de n, nous voyons que le problème sera obscurci par les effets de cascade.

- Pour les valeurs de n plus élevées, la méthode par ionisation de Lorentz est indiquée. La valeur du champ devra être telle que la probabilité d'ionisation soit nettement supérieure à la probabilité de déexcitation spontanée. Dans ce cas, le niveau n sera dépeuplé par ionisation de champ et sa population sera directement reliée au nombre de protons formés lorsque le champ électrique variera d'une quantité connue. Etant donné le recouvrement des différents seuils d'ionisation, la résolution en sera affectée.

Ce travail est basé sur la méthode d'ionisation de Lorentz. Elle a été appliquée pour la première fois par RIVIERE et SWEETMAN [42], en 1960, à l'étude de la molécule-ion H_2^+ vibrationnellement excitée. Elle a, par la suite, été appliquée à l'ionisation de l'atome d'hydrogène excité.

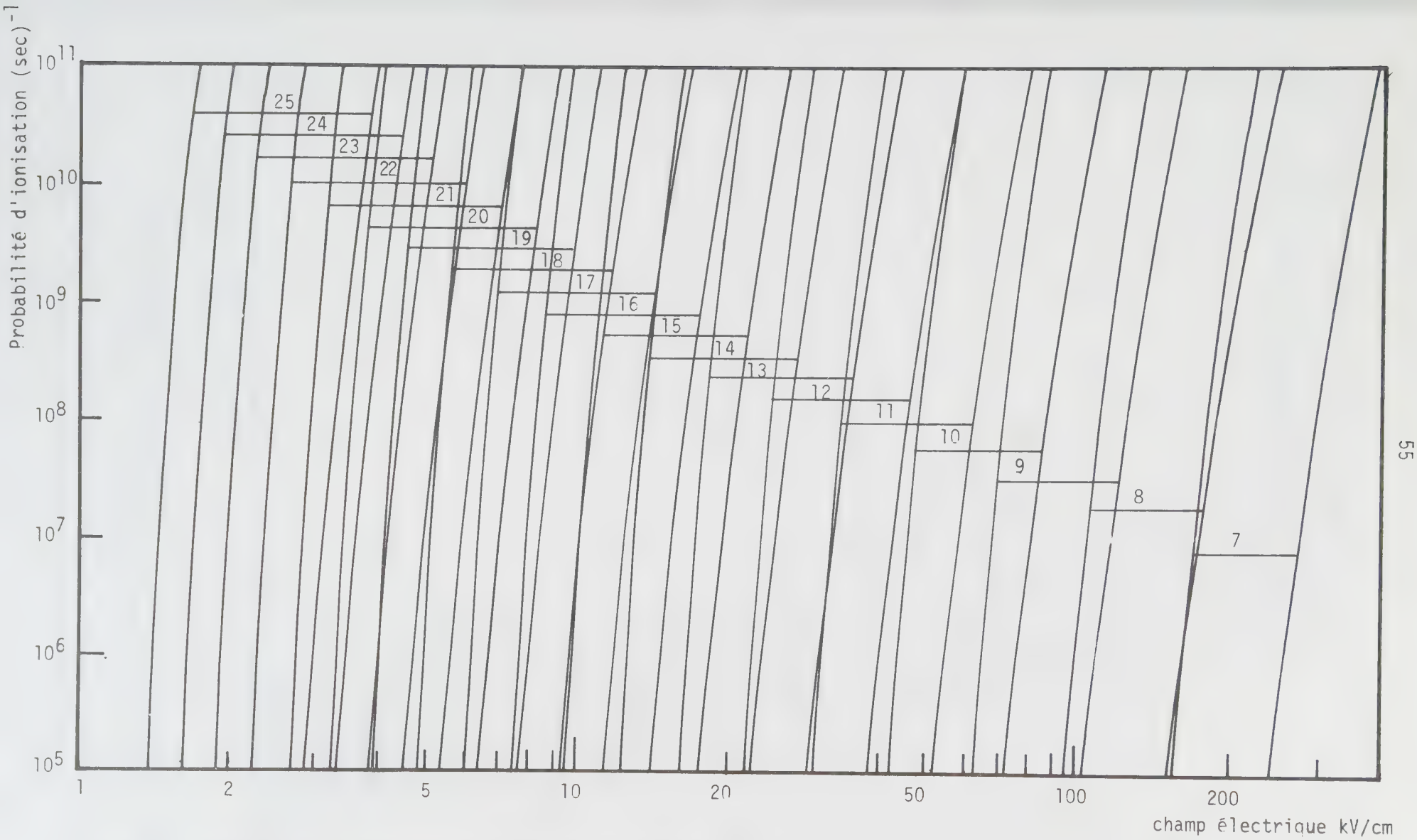


Fig. 9 - PROBABILITE D'IONISATION EN FONCTION DE L'INTENSITE DU CHAMP ELECTRIQUE [41] POUR LES NIVEAUX 7 à 25

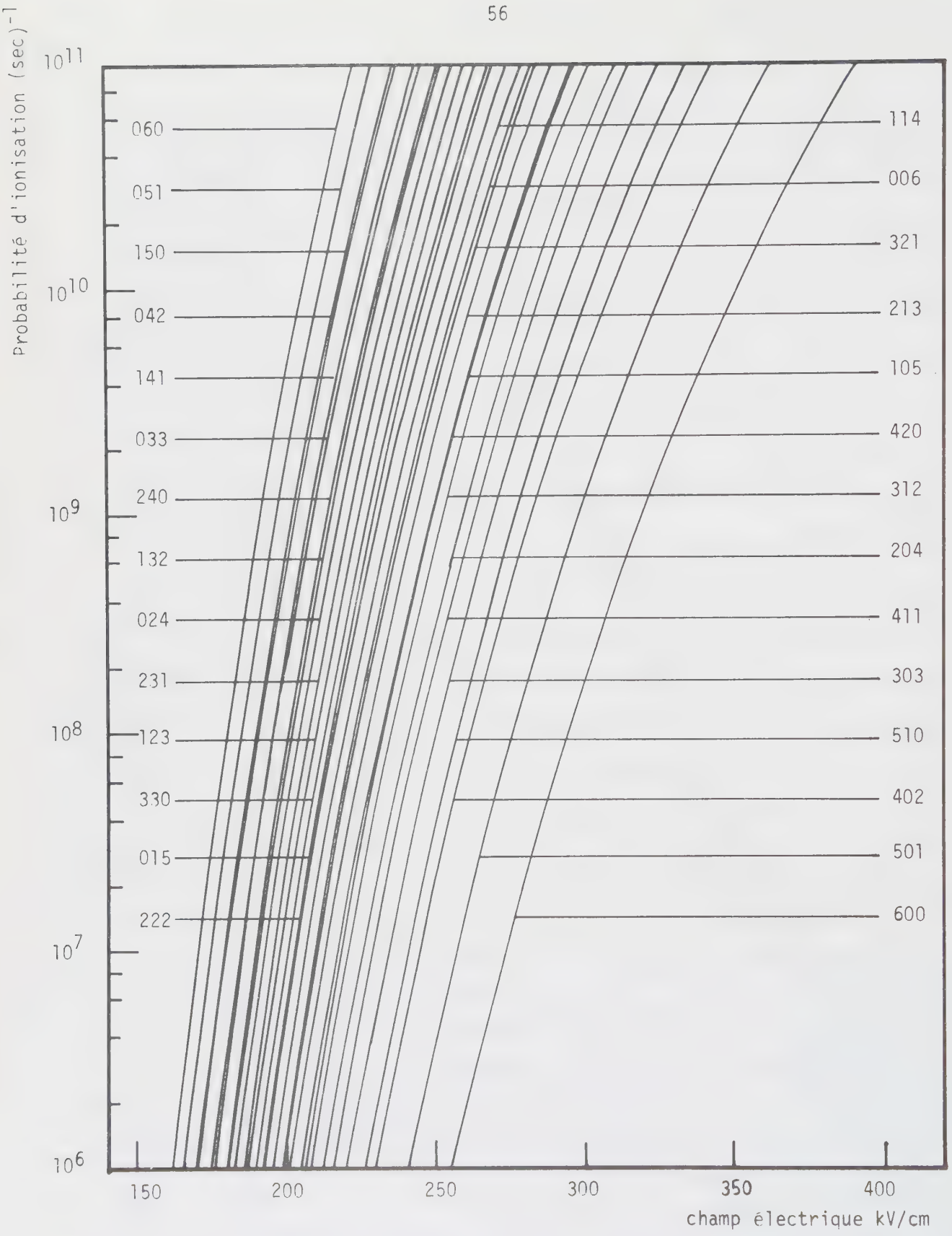


Fig. 10 - PROBABILITE D'IONISATION EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE DES ETATS PARABOLIQUES DU NIVEAU n = 7 [41]

Les trois chiffres indiqués caractérisent respectivement les nombres quantiques paraboliques n_1, n_2, m

Chapitre 2

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET METHODES DE MESURES

II.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

Le schéma général du montage est donné sur la figure 11.

Il comprend une source d'ions, un accélérateur, un aimant d'analyse du faisceau, une chambre de collision, un dispositif d'étude de la composition du faisceau, un système d'analyse et de détection des diverses particules.

Sur la photographie 1, nous avons une vue générale de l'appareillage avec l'ensemble du système de contrôle et de mesure.

II.1.1 - PRODUCTION DU FAISCEAU D'IONS.

Une source haute fréquence, alimentée en hydrogène au moyen d'une fuite au palladium, fournit des ions qui sont accélérés dans un tube à champ constant. La tension d'accélération variable de 0 à 150 kV est fournie par un générateur électrostatique S.A.M.E.S. KS 150-2 à haute stabilité. Les fluctuations rapides de période inférieure à 1 s sont de l'ordre de 8 V, les fluctuations du secteur de 5% se traduisent par des fluctuations de la haute tension qui reste inférieure à 10^{-5} ; l'ondulation résiduelle est de ± 2 V . La dérive par heure reste inférieure à 10^{-3}.

La table haute tension avec les différents organes de commande et de réglage a été montée au laboratoire. Elle est alimentée au moyen d'un transformateur d'isolement en tension stabilisée par un régulateur à fer saturé en série avec un stabilisateur 7776/07 PHILIPS.

II.1.2 - ANALYSE MAGNETIQUE.

Un champ magnétique produit par un électroaimant A_1 sépare les différentes

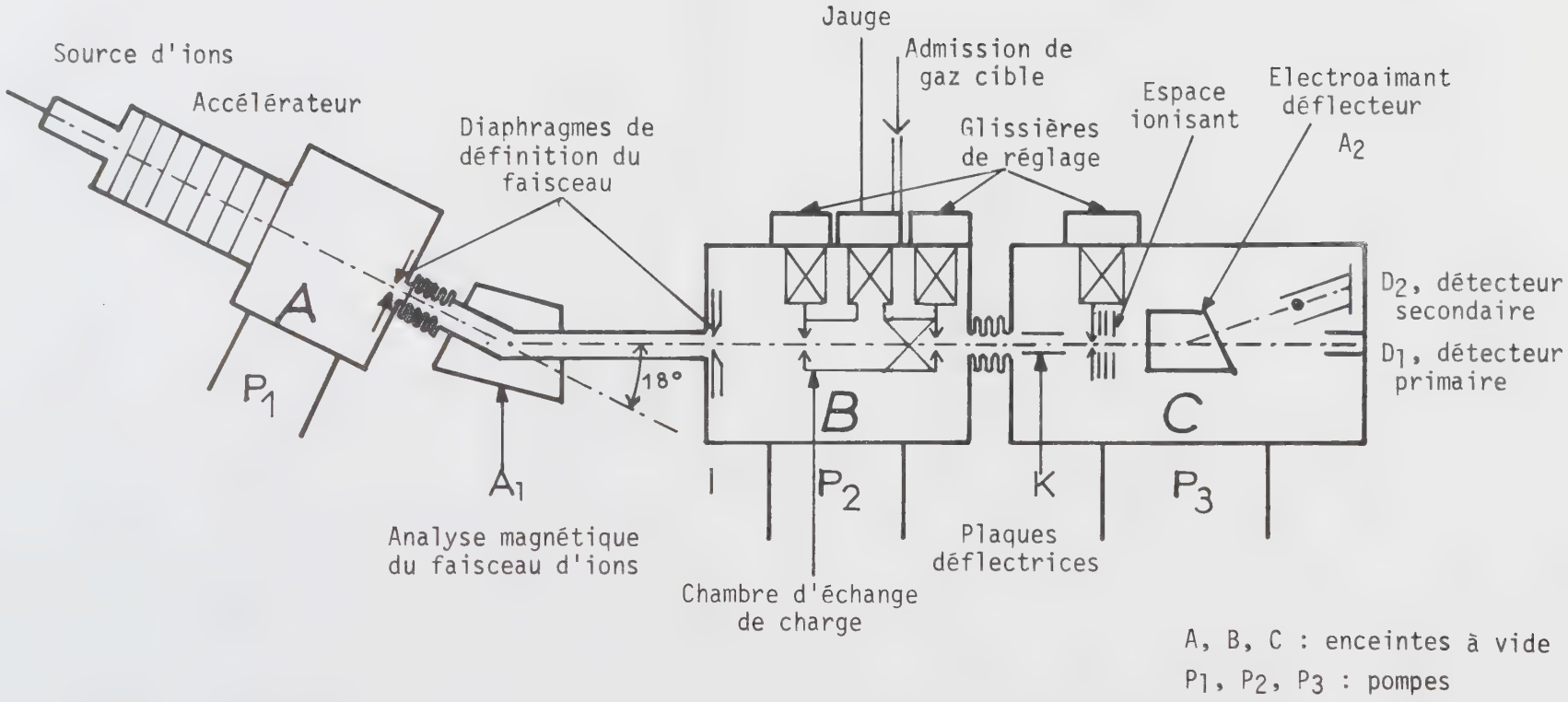
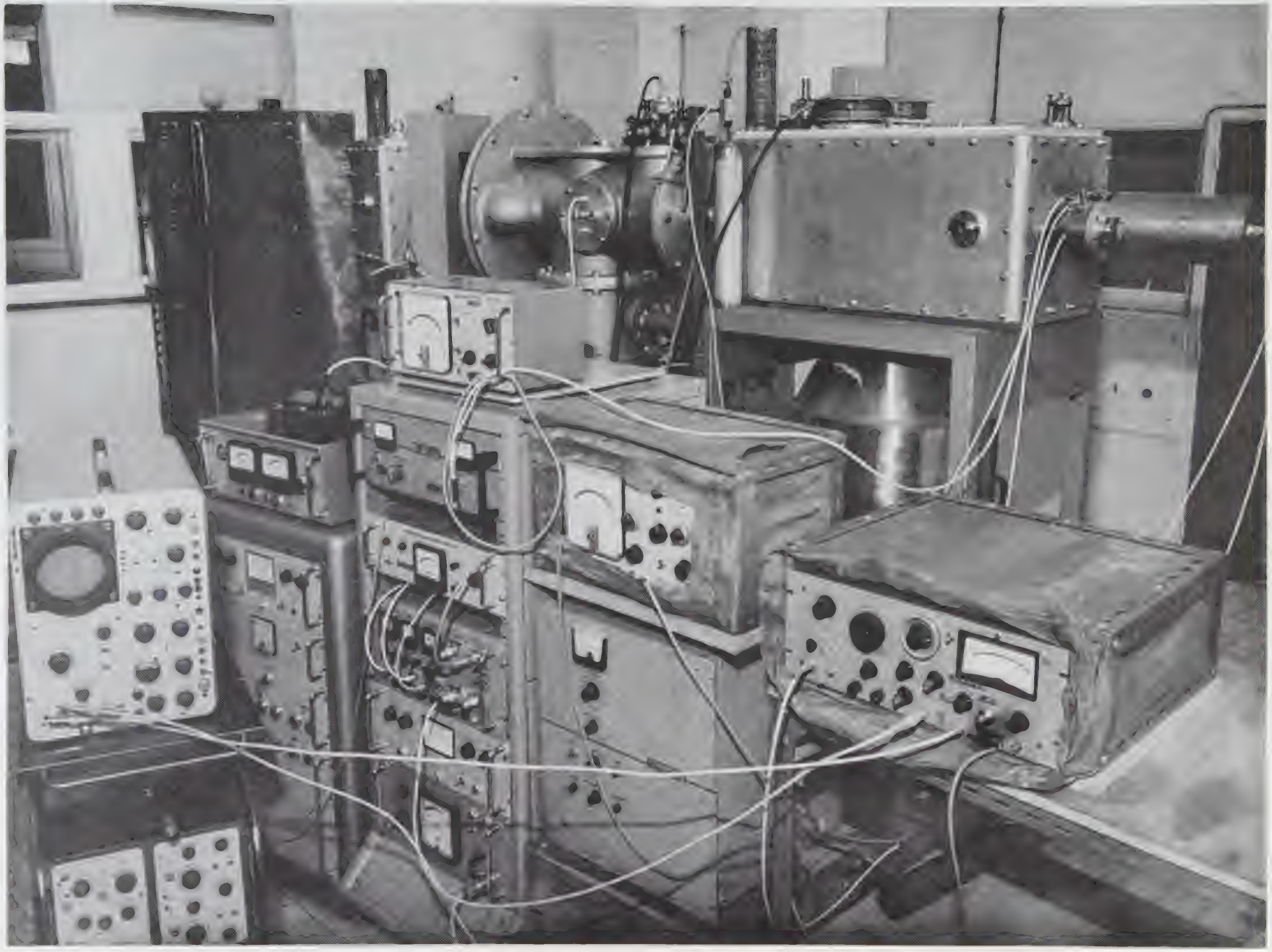


Figure 11 - SCHEMA GENERAL DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL



Photographie 1 - VUE D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

composantes du faisceau d'ions, délivrant ainsi un faisceau monocinétique d'ions hydrogène. L'entrefer est de 4 cm. La longueur du parcours dans l'entrefer est de 15 cm et le rayon de courbure de 45 cm. La forme des pièces polaires a été déterminée de telle sorte que les distorsions soient aussi faibles que possible (appendice B). Le diaphragme de sortie, situé à 45 cm de la face de sortie de l'électroaimant, est constitué de deux fentes réglables disposées perpendiculairement dont le rôle est de définir la forme et la position du faisceau.

L'induction magnétique nécessaire pour dévier les particules H_1^+ et H_3^+ de 150 keV est respectivement de 0,115 et 0,2 tesla, ce qui nécessite une force magnétomotrice de 3600 et 6250 A.t. environ. Celle-ci est fournie par deux bobines excitées par une alimentation SORENSEN Q.R.C. 40-30, dont la dérive est inférieure à $2{,}5.10^{-4}$ en 8 heures, le taux de régulation est de 5.10^{-4} et l'ondulation résiduelle inférieure à 10^{-3} A.

Si nous prenons comme faisceau utile la composante formée de protons, les composantes ioniques les plus proches sont :

1° les particules H_2^+ (et He^{++}) d'énergie E ;

2° les particules H_1^+, d'énergie E/2, provenant de la réaction de dissociation suivante sur le gaz résiduel :

$$H_2^+ + X \longrightarrow H_1^+ \left(\frac{E}{2}\right) + \ldots$$

3° les particules H_2^+, d'énergie 2E/3, provenant de la réaction de dissociation suivante :

$$H_3^+ + X \longrightarrow H_2^+ \left(\frac{2E}{3}\right) + \ldots$$

Au diaphragme de définition I, ces trois composantes sont séparées respectivement des quantités suivantes :

1° - 4,15 cm 2° + 5,85 cm 3° - 2,2 cm

Les diverses composantes du faisceau sont apparues très bien résolues.

Nous avons également déterminé la limite supérieure de la dispersion en énergie du faisceau accepté par le diaphragme. La calibration en énergie de l'électroaimant est effectuée en faisant varier la tension d'accélération d'une petite quantité connue et en notant le déplacement du spectre de masse. La forme du pic est déterminée en faisant varier le champ magnétique. La largeur totale observée est composée de la dispersion en énergie du spectre, de la résolution de l'appareil et de la largeur finie du faisceau. La dispersion sera donc inférieure à la largeur observée, qui est de 437 eV à mi-hauteur pour une tension d'accélération de 50 kV.

La dispersion en énergie du faisceau d'ions obtenu à partir d'une source H.F. dépend des paramètres de fonctionnement de la source. Les ions qui sont extraits du plasma possèdent une certaine énergie. Ceci a été étudié par WILLIAMS [43]. L'énergie moyenne des ions est trouvée être inférieure à 200 eV et la dispersion en énergie $\Delta E < 50$ eV. Bien que les caractéristiques de la source soient ici différentes, on peut admettre que la dispersion en énergie est de l'ordre de 100 eV. Le potentiel du plasma étant d'environ 200 eV, l'imprécision sur l'énergie des ions sera de l'ordre de 0,2 keV. La divergence angulaire du faisceau d'ions est déterminée par deux ouvertures : I de section carrée et de dimensions ajustables et le diaphragme d'entrée dans la chambre de collisions de forme circulaire.

II.1.3 - CHAMBRE DE COLLISIONS (Figure 12).

Elle est constituée par un cylindre en acier inoxydable de 4 cm de diamètre et de 22 cm de longueur. Les diaphragmes ont des bords minces avec, pour l'entrée, des diamètres de 1 ou 2 mm, et pour la sortie 3 mm. Les entrée et sortie sont réglables indépendamment ; ceci permet de contrôler et d'ajuster les centrages des éléments, minimisant ainsi les effets de bord. L'alimentation en gaz cible se fait au moyen d'une fuite à pointeau réglable. La mesure de pression est faite à l'aide d'une jauge à ionisation à cathode chaude IMR 3 BALZERS. La jauge est immergée, éliminant ainsi les erreurs dues à la conductance du raccordement. Le courant électronique stabilisé est ajustable. Un étalonnage est nécessaire pour les diverses cibles utilisées. Les courbes d'étalonnage sont données par le constructeur et ont été complétées par des étalonnages à partir

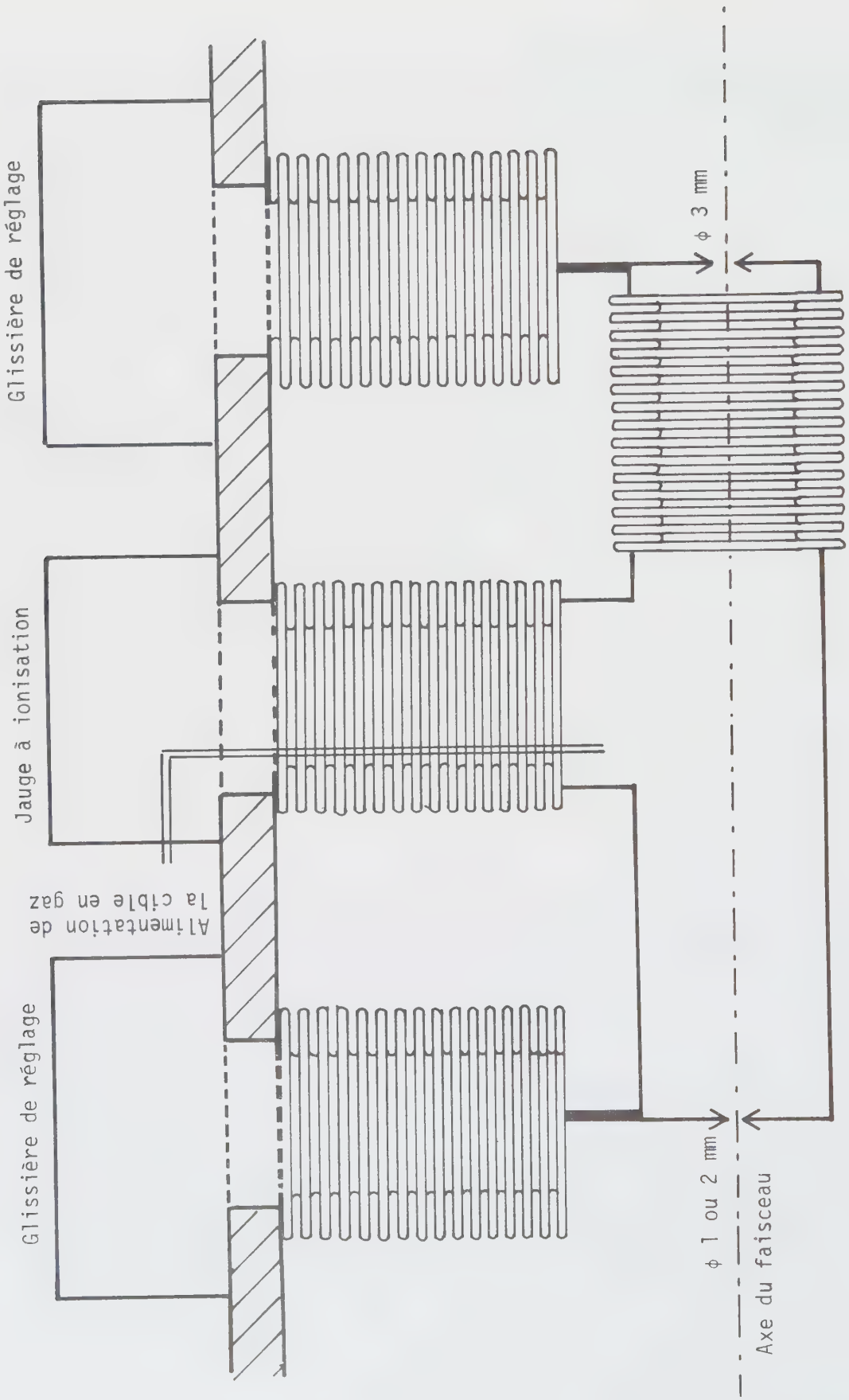


Fig. 12 - CHAMBRE DE COLLISION

d'une jauge de McLeod et d'un manomètre de Knudsen [44]. La précision de la mesure atteint 3 à 4 % .

La pression de base dans l'enceinte C est de 10^{-8} torr, elle est de l'ordre de 10^{-7} torr dans l'enceinte B et de l'ordre de 10^{-4} torr dans la cible lorsque celle-ci est alimentée. L'admission de gaz dans la cible ne fait varier la pression dans B que de quelques 10^{-7} torr, celle de C ne varie pas. Le rapport de pression étant de 10^{3}, la correction de longueur de cible tenant compte de l'augmentation de la pression résiduelle, par suite de l'admission de gaz, est de l'ordre de 1 mm.

Il existe une autre correction de longueur de cible qui doit rendre compte de l'effusion de gaz par les diagrammes d'entrée et de sortie, ceci résultant du pompage différentiel.

Un calcul simple a été effectué en admettant un flux moléculaire isotropique sortant des ouvertures (appendice C). Il conduit à la correction suivante : $\Delta\ell = \frac{1}{2}(R_1 + R_2)$. Dans le cas de diaphragme de sortie de diamètre 3 mm et d'entrée 1 mm, la correction est 1 mm . Si le diaphragme d'entrée a un diamètre de 2 mm, la correction est 1,25 mm.

Si ces deux corrections sont prises en considération, la longueur effective est 22,2 ± 0,1 cm.

II.1.4 - ELIMINATION DE LA FRACTION DE PARTICULES CHARGEES SORTANT DE LA CHAMBRE D'ECHANGE DE CHARGE.

Les particules n'ayant pas été neutralisées sont éliminées par un champ électrique transversal obtenu entre deux plaques de condensateurs (K). La seule condition imposée est que l'intensité du champ ne soit pas trop importante, de façon à ne pas perturber la distribution de population sur les états excités. Le champ ne dépasse pas la valeur de 500 $V.cm^{-1}$.

II.1.5 - ESPACE DE GLISSEMENT.

Entre la chambre d'échange de charge et le dispositif d'étude du faisceau de neutres constitué par l'espace ionisant, les atomes dans des états excités se déexcitent par émission spontanée de photons. Il est nécessaire de connaî-

tre dans quelle mesure ce processus perturbe la composition du faisceau de neutres.

Nous avons vu au paragraphe *I.3.3* dans quelles conditions les durées de vie paraboliques ou sphériques devaient être retenues. Dans le cas de notre expérimentation, l'espace de glissement se trouve composé d'une région exempte de champs, si ce ne sont les champs magnétiques parasites : champ terrestre et fuites magnétiques, et d'une région où règne un champ électrique transversal. L'évolution du système sera décrite par une combinaison de deux modes.

La population des différents états n'étant pas connue, nous supposerons une distribution statistique ; initialement tous les états sphériques (n,ℓ,m) et paraboliques (n,n_1,n_2,m) seront également peuplés. Dans la limite des champs nuls, la probabilité de transition dans le cas d'une distribution statistique de population ne dépend pas du mode de représentation. Comme les champs rencontrés sont de faible importance, la perturbation correspondante des durées de vie moyennes des niveaux n reste faible. Nous nous placerons dans l'approximation des champs nuls. L'évolution au cours du temps du nombre d'atomes dans l'état n sera ainsi donnée par :

$$\frac{Nn(t)}{Nn(t=0)} = \frac{1}{n^2} \sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) \exp\left[-\frac{t}{\tau(n\ell)}\right] \qquad 2\text{-}1$$

Nous avons évalué cette expression pour les niveaux n allant de 8 à 12. Ces niveaux sont les plus bas que nous pouvons atteindre et sont aussi ceux qui sont le plus affectés par la dépopulation radiative. Les valeurs de $\tau(n\ell)$ utilisées sont celles que donne l'expression 1-81 et que nous avons sur la figure 4. Les résultats que nous avons obtenus pour la décroissance radiative au cours du transfert entre la chambre d'échange de charge et l'espace ionisant sont indiqués sur la figure 13. Les abscisses sont graduées en temps et en énergie. La distance de parcours entre le milieu de la chambre et l'espace ionisant est de 40 cm. La durée du transit est déterminée par la vitesse des particules, c'est-à-dire par leur énergie d'accélération. La ligne oblique en tirets indique la limite de la décrois-

sance radiative qui advient dans notre expérimentation. Ceci, comme nous le verrons au paragraphe *III.2.2*, est fonction de l'énergie de collision.

Nous avons également indiqué sur les figures 14 (pour n = 9) et 15 (pour n = 11) les décroissances radiatives pour les sous-niveaux indiviquels. Excepté pour l'état s, la durée de vie augmente avec ℓ. La ligne en tirets indique la décroissance moyenne dans le cas de la distribution statistique. Les lignes verticales à 35 keV (pour n = 9) et 20 keV (pour n = 11) indiquent les déexcitations au cours du transit pour les plus bas-niveaux atteints à ces deux valeurs de l'énergie.

II.1.6 - ESPACE IONISANT.

Nous avons, page 68, une photographie représentant dans l'enceinte à vide C la disposition des divers éléments allant de la région de formation des neutres dans la chambre de collision à l'espace ionisant où ils sont étudiés. La figure 16 donne le schéma de l'espace ionisant et une photographie en est présentée page 70.

L'ensemble est composé de trois électrodes disposées en triplet symétrique. Le tout est réalisé en acier inoxydable et est constitué de trois disques d'épaisseur 1 mm, les faces en regard sont planes et polies. Le diamètre de perçage est de 1 mm. Les deux écartements sont de 1 mm et sont déterminés par des stéatites rectifiées au 1/100 de mm. Juste à l'entrée du premier disque, un diaphragme de diamètre 0,5 mm détermine la fraction utile du faisceau ainsi que la position au centre de l'espace ionisant.

L'électrode centrale est portée à la haute tension positive. Les électrodes extrêmes sont à la tension de référence qui, nous le verrons, sera soit la masse, soit une faible tension modulée. Cette disposition symétrique a été retenue car elle a pour effet de limiter l'action défocalisante de l'espace ionisant. D'autre part, les électrodes extrêmes étant à la basse tension, la région de forts champs électriques est localisée dans l'espace, les champs parasites étant ainsi éliminés.

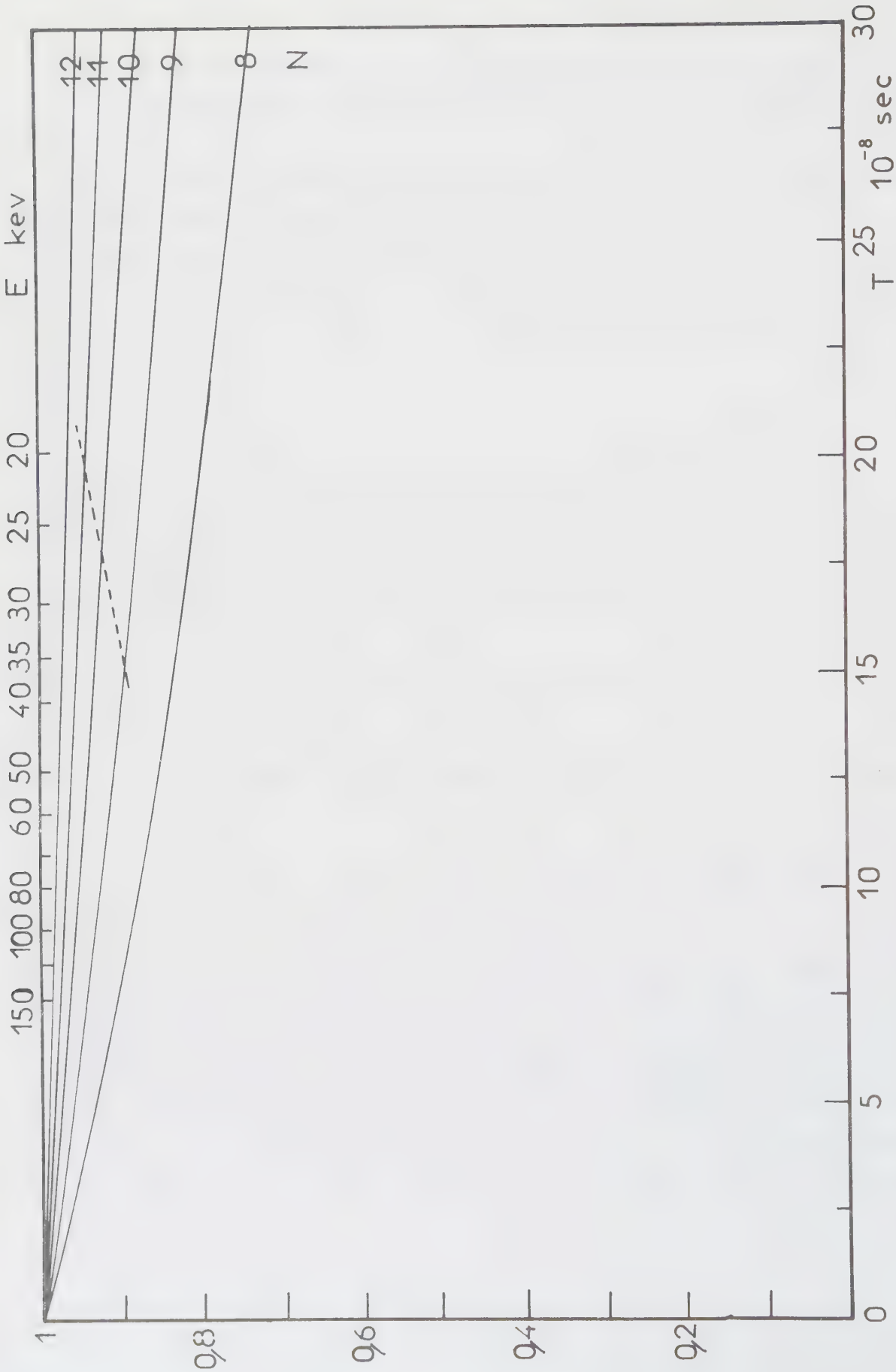


Fig. 13 - DECROISSANCE RADIATIVE DE LA POPULATION DES NIVEAUX n ALLANT DE 8 à 12

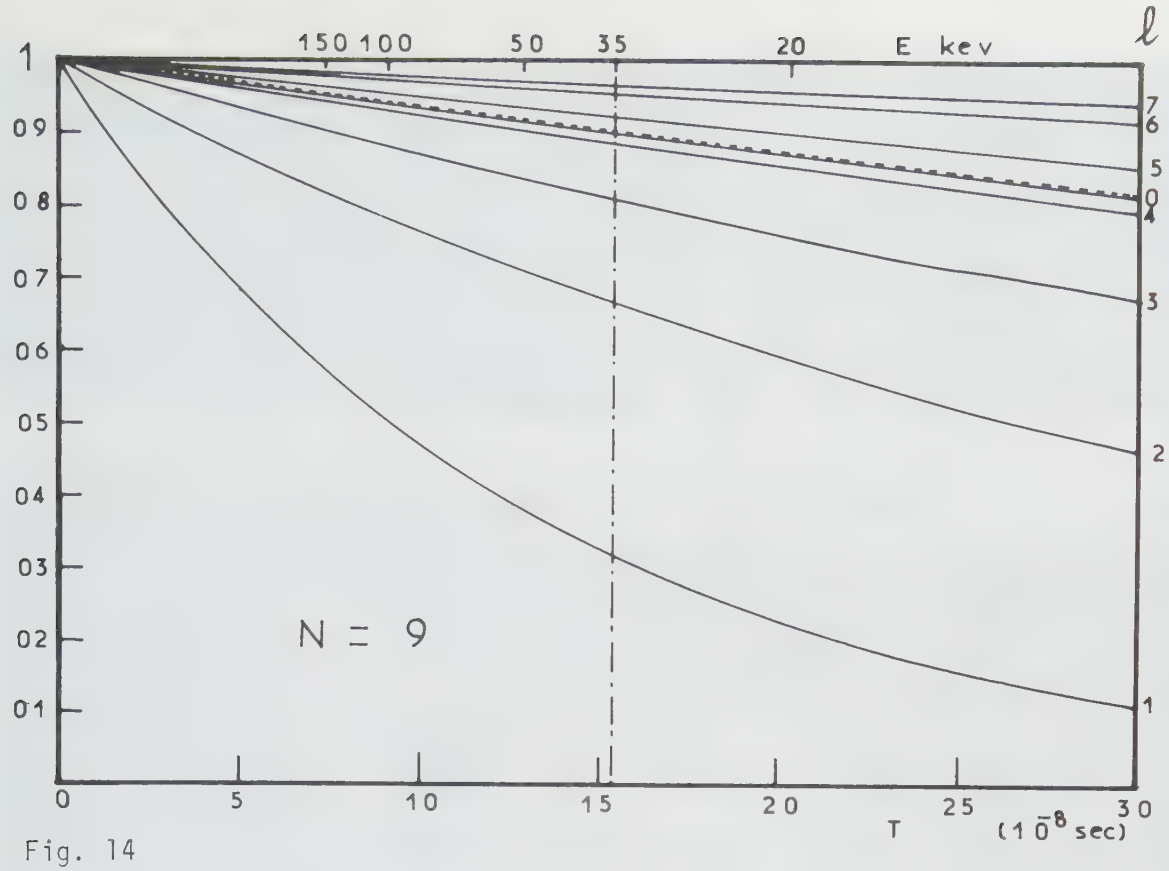


Fig. 14

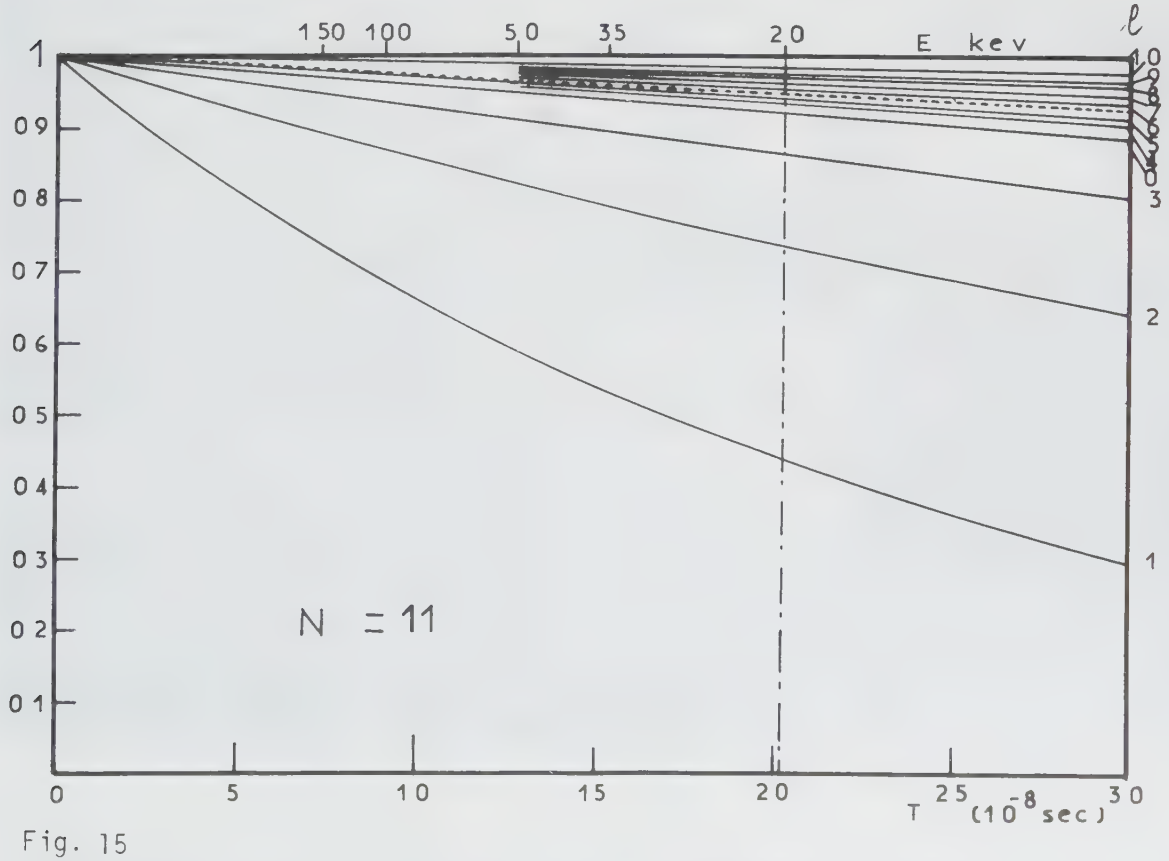
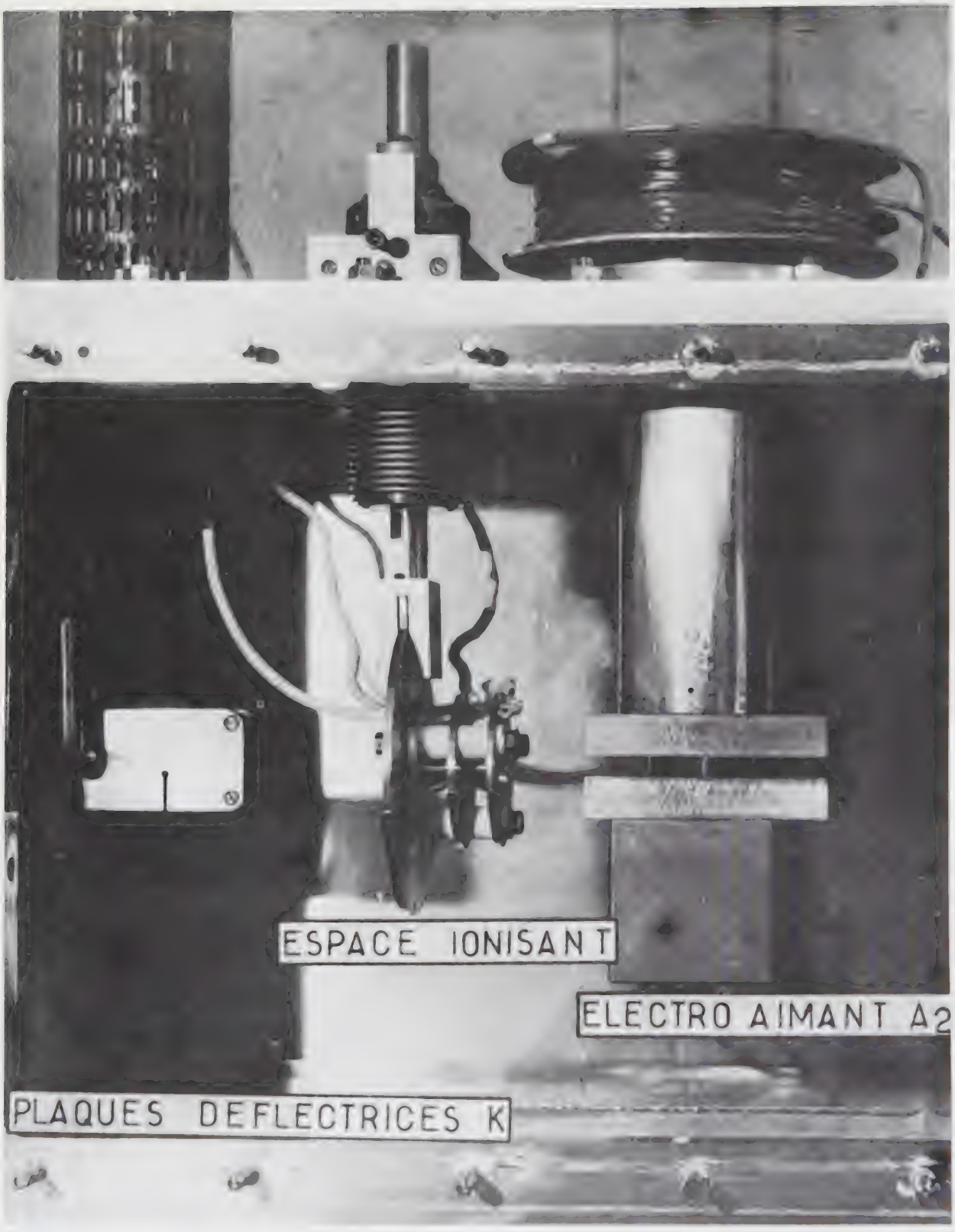


Fig. 15

DECROISSANCE RADIATIVE DES SOUS-NIVEAUX INDIVIDUELS DU NIVEAU n = 9 (14) et 11 (15)

Les lignes en pointillé correspondent à la moyenne statistique de la décroissance des niveaux n = 9 et 11. Les lignes verticales correspondent à la décroissance au cours du transit pour des énergies de 35 keV n = 9 et 20 keV n = 11.



Photographie 2 – DISPOSITION DES DIFFERENTS ELEMENTS DANS L'ENCEINTE A VIDE C

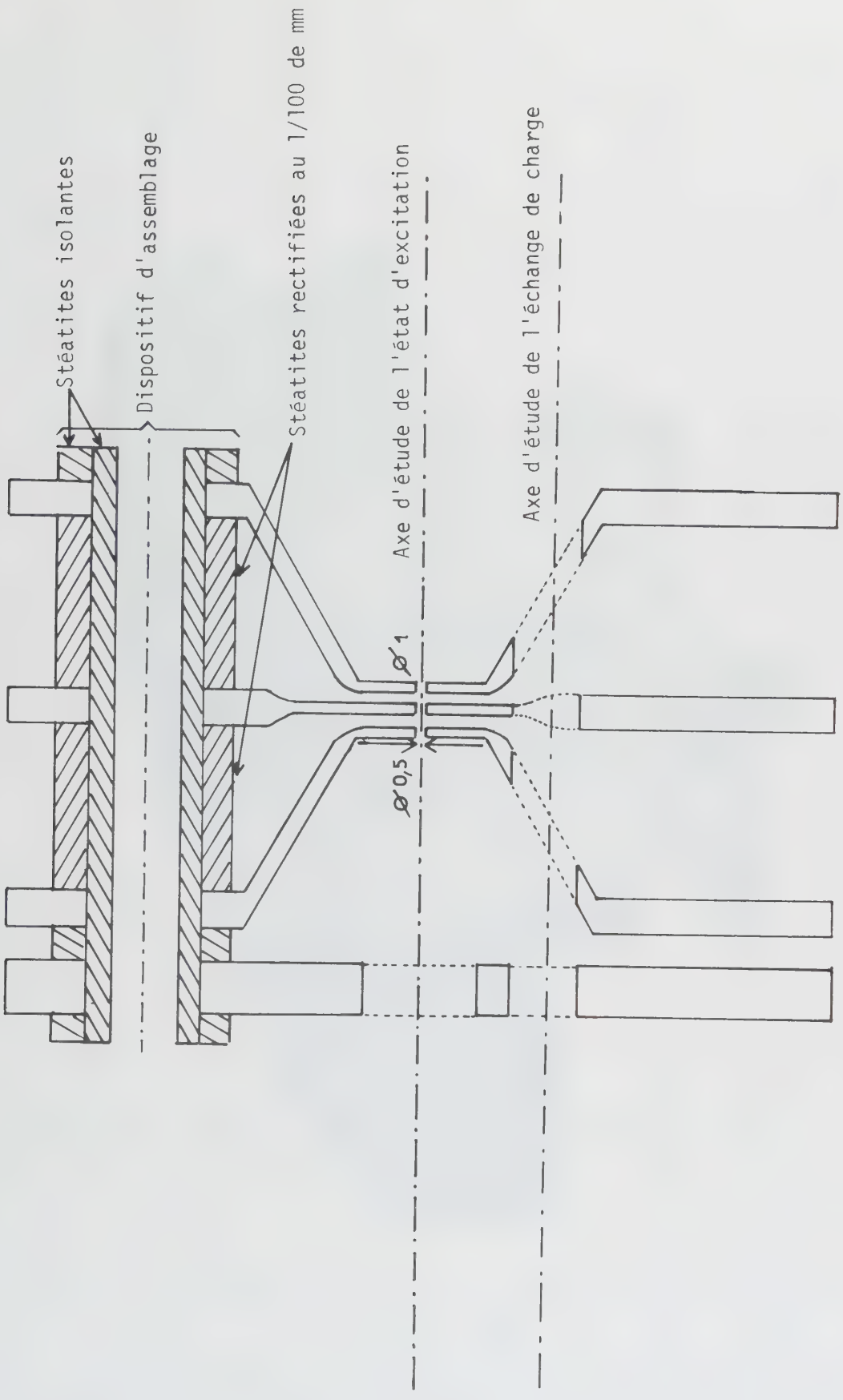
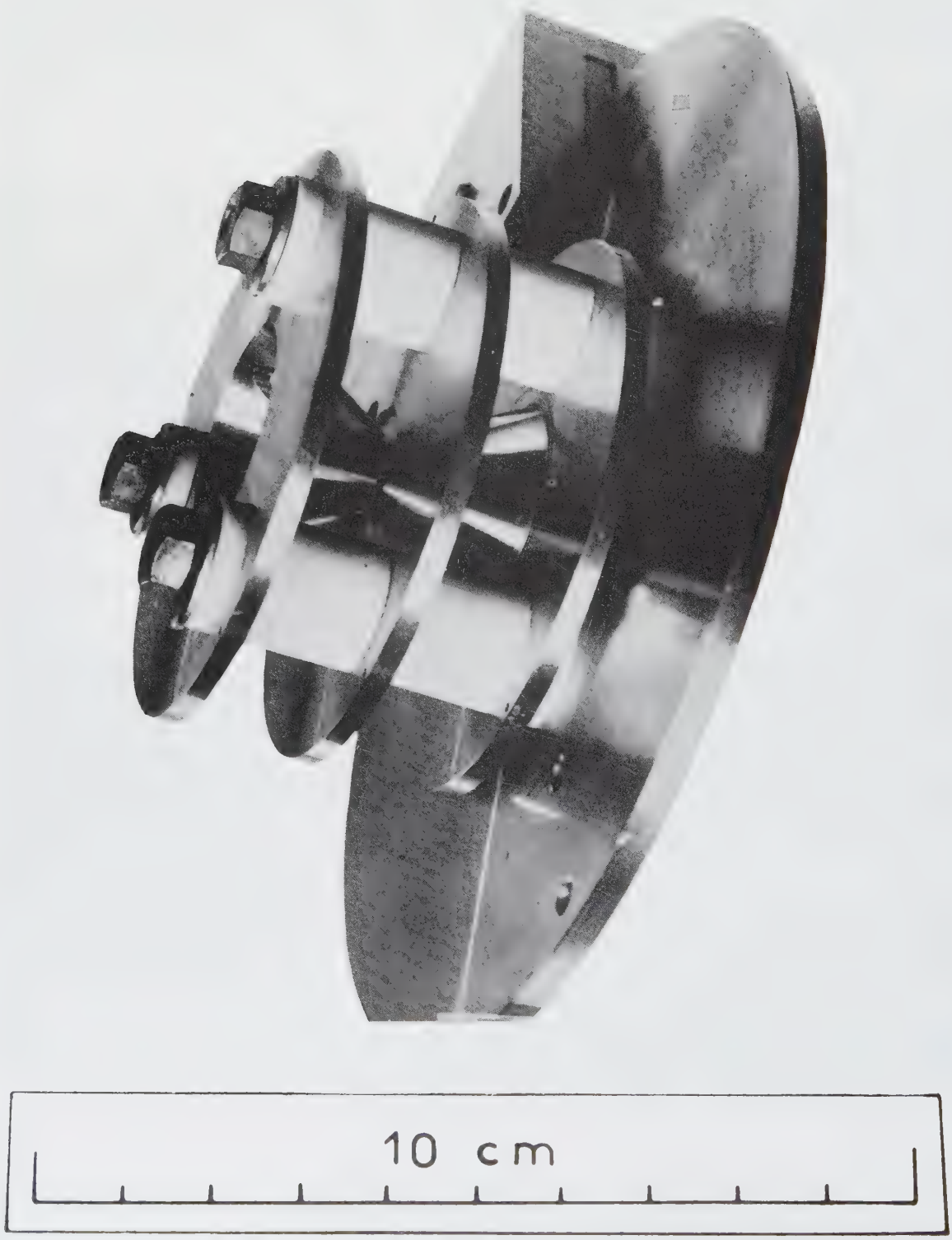


Fig. 16 - SCHEMA DE L'ESPACE IONISANT



Photographie 3 - ESPACE IONISANT

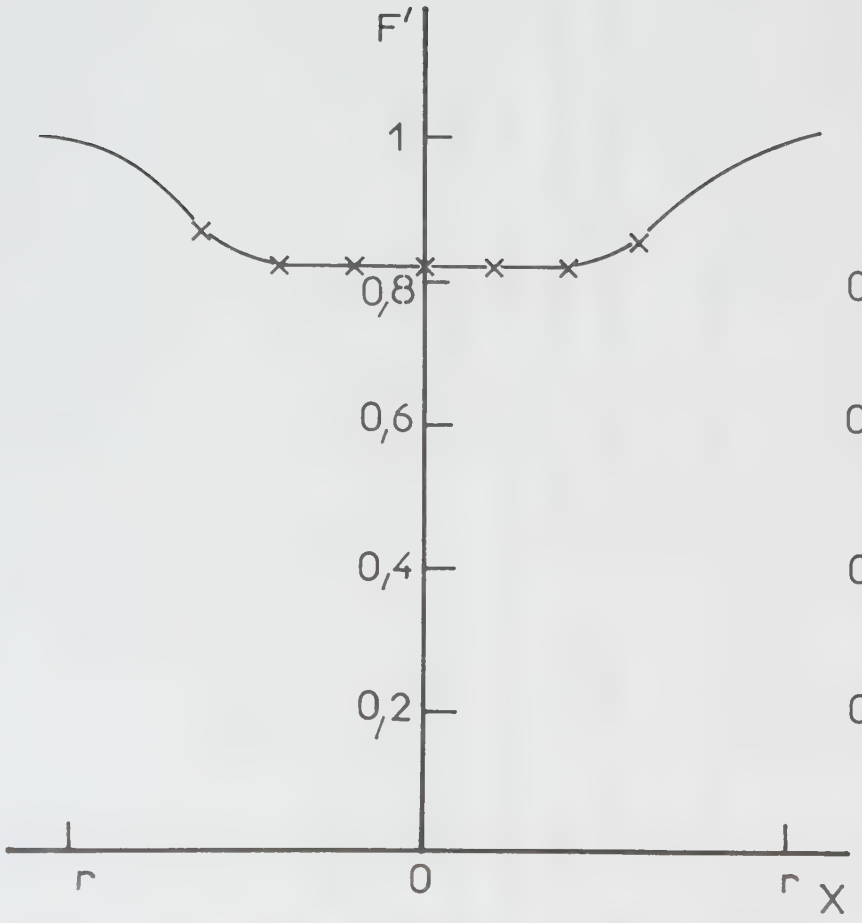


Fig. 17a - VARIATION DU CHAMP SUIVANT UNE DIRECTION PERPENDICULAIRE A L'AXE DU FAISCEAU (d = 2r)

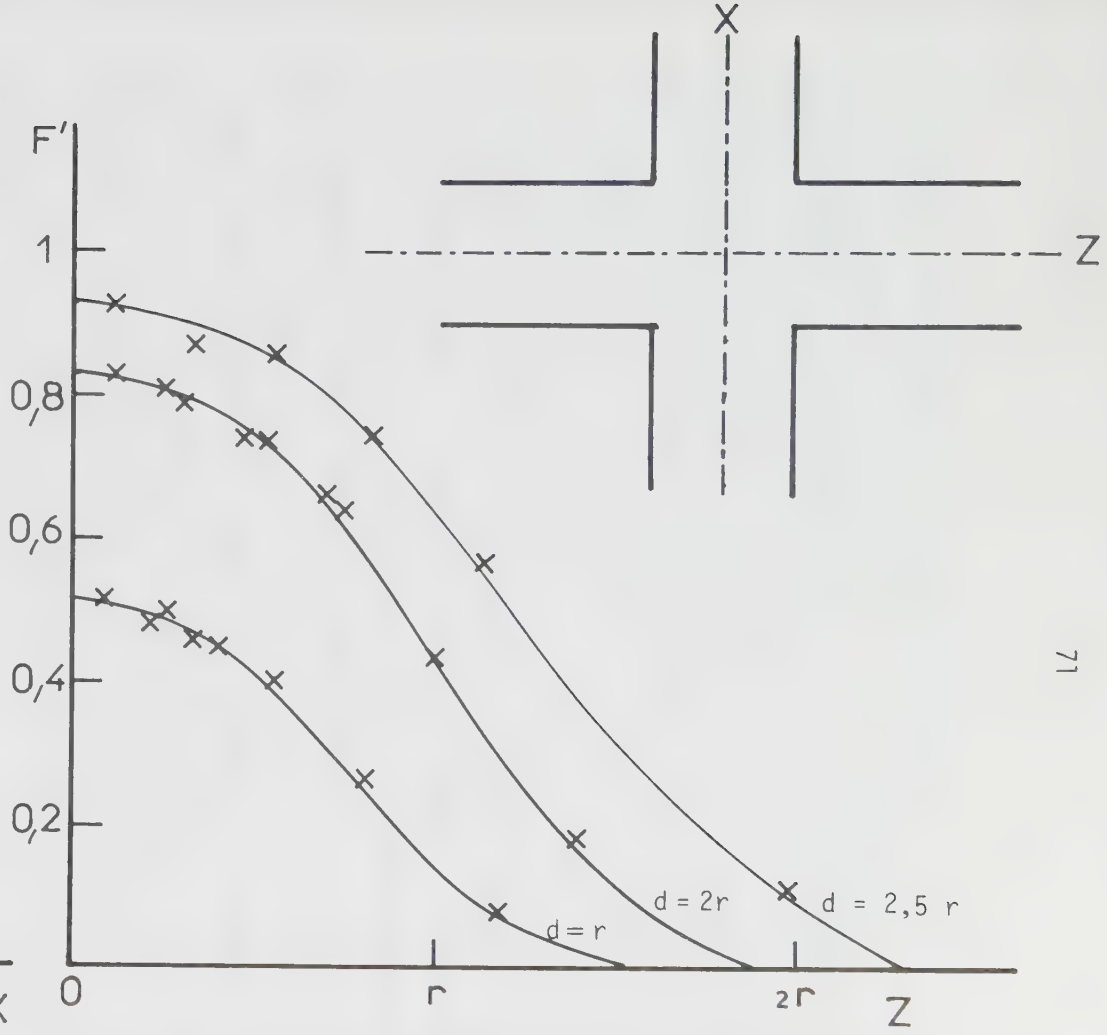


Fig. 17b - VARIATION DU CHAMP SUIVANT L'AXE DU FAISCEAU

d : distance interélectrodes ; r : rayon de perçage ; $F_0 = V/d$: champ maximum ; F : champ mesuré ; $F' = F/F_0$.

Diverses configurations d'électrodes ont été étudiées à la cuve rhéographique. Nous avons, à partir d'un réseau d'équipotentielles, déterminé la configuration du champ électrique, ainsi que sa répartition, le long de l'axe du faisceau et dans une direction perpendiculaire à cet axe. Ceci nous a permis de connaître les valeurs du champ rencontrées par les particules marginales ainsi que les valeurs du champ en fonction de la position de la particule et la valeur nominale pour une tension appliquée.

Le choix de la configuration résulte d'un compromis entre la nécessité de disposer d'un champ suffisamment intense et la limitation nécessaire de la tension appliquée à l'électrode centrale, celle-ci étant responsable de la dispersion en énergie des protons secondaires formés, qui sera limitée par l'acceptance du système de détection.

Les valeurs retenues sont $d = 2r = 1$ mm ; ainsi pour une haute tension V appliquée à l'électrode centrale, le champ agissant sur l'atome est : $F = 8,2\ V\ (V.cm^{-1})$. Le faisceau à l'entrée de l'espace ionisant est diaphragmé à un diamètre de 0,5 mm. Le champ marginal rencontré par les particules à une distance de 0,25 mm de l'axe est supérieur de 3% au champ nominal (figure 17a). Le long de sa trajectoire, la particule rencontre successivement deux régions où le champ électrique a la répartition indiquée figure 17b. Si nous ne retenons que la région où le champ ne diffère du champ nominal que d'une quantité inférieure à 4%, la distance parcourue par l'atome dans un tel champ est de $2 \times 0,4$ mm. Ainsi, à 150 keV, énergie maximum dont nous disposons, la durée de séjour est de $1,5.10^{-10}$ sec. A de plus basses énergies, la durée de séjour est plus importante : 4.10^{-10} sec. à 20 keV.

Signalons que l'espace ionisant avec ses différents diaphragmes est escamotable. Ainsi, les effets de bord étant éliminés, l'étude du faisceau issu de la chambre d'échange de charge est possible.

La haute tension appliquée est fournie par une alimentation SORENSEN de haute stabilité : 10^{-5} pour des variations du secteur de 5%. L'ondulation résiduelle est de $1,5.10^{-4}$.

II.1.7 - SEPARATION DES PROTONS SECONDAIRES.

Une fraction du faisceau atomique se trouvant dans des états excités subit l'ionisation de Lorentz donnant ainsi des protons. Un électroaimant analyseur, A_2, situé à la suite de l'espace ionisant, dirige ces protons secondaires sur le détecteur qui est soit une cage de Faraday, soit un détecteur à scintillation. L'alimentation des bobinages se fait simplement à partir d'une batterie d'accumulateurs, l'ajustage du courant se faisant au moyen d'un rhéostat.

II.1.8 - DETECTEURS.

II.1.8.1 - Mesure du faisceau d'ions primaires et du faisceau de neutres.

Le détecteur est une cage de Faraday et est semblable à ceux utilisés par BAYFIELD [45]. Selon l'état de charge du faisceau de particules à mesurer, les polarités sont modifiées.

Elle est constituée d'un diaphragme d'entrée de diamètre 1,5 cm, d'un cylindre en acier inoxydable B, de diamètre 2 cm et de longueur 8 cm. Ce cylindre est fermé à une extrémité par une plaque frontale A perpendiculaire à la direction d'incidence, également en acier inoxydable.

Pour la mesure du faisceau primaire, on applique au cylindre B une tension négative de - 30 volts.

Cette valeur de tension est suffisante pour bloquer l'émission secondaire d'électrons. La distribution d'énergie des électrons secondaires émis s'arrête à 16 eV [46] [47].

Pour vérifier ceci, nous avons polarisé B par des tensions plus élevées : - 60 et - 90 volts ; aucune variation du signal n'est détectée.

Nous avons également vérifié que l'émission d'ions secondaires n'apportait pas de perturbation au signal. Pour cela, nous avons appliqué à A une tension négative de - 30 volts et à B une tension de - 60 volts. Ceci ne nous a pas permis d'observer de variation appréciable, ce qui est normal étant donné que l'émission d'ions secondaires reste inférieure à un ion pour 10^2 ions incidents [47, p.75].

Pour la mesure du faisceau de neutres, nous avons utilisé l'émission secondaire d'électrons à partir de la plaque A. La polarité de B est ici positive et le courant est mesuré à la plaque A, les électrons émis sont collectés par B. La difficulté réside ici dans la détermination du coefficient d'émission secondaire pour les particules neutres. Divers auteurs ont étudié l'émission secondaire dans la gamme d'énergie qui nous intéresse : BARNETT et col. [48], BAYFIELD [45], CHAMBERS [46].

Les phénomènes entrant en jeu sont très complexes. Le coefficient d'émission secondaire γ peut dépendre de l'état de charge de la particule incidente, de l'état de surface de la plaque émissive A, des conditions de pression et de la densité de particules incidentes. Nous avons étudié systématiquement l'influence de ces divers paramètres.

Contrairement à certains auteurs, LOCKWOOD [49], et en accord avec BARNETT [48] et CHAMBERS [46], nous avons trouvé que le coefficient γ était plus élevé pour l'atome d'hydrogène que pour le proton. Aux énergies d'incidence supérieure à 8 keV, la relation

$$\frac{\gamma_o}{\gamma^+} = 1{,}11 + 0{,}001\ E \quad (keV) \qquad 2\text{-}2$$

est vérifiée par les résultats de ces auteurs. Les surfaces émissives étaient de natures diverses : nickel et laiton à 90° du faisceau pour BARNETT et col. [48], alliage cuivre-beryllium à 30° du faisceau pour CHAMBERS [46], acier inoxydable à 90° du faisceau pour BAYFIELD [45]. Ces mesures ont été effectuées par la méthode thermique, ce qui donne des valeurs absolues. Les points expérimentaux sont en général dispersés et la méthode est peu précise aux énergies inférieures à 60 keV.

Le coefficient d'émission secondaire γ^+ des protons est obtenu directement. Alors que dans le cas de neutres, la réponse ne varie guère avec la durée de bombardement, pour les protons un bombardement durant un certain temps est nécessaire avant d'obtenir une réponse stable. Après une remise à l'air, une réponse stable est plus longue à obtenir, le bombardement ayant pour rôle de dégazer les gaz adsorbés et de régénérer l'état de surface. Ici encore, le temps nécessaire est plus long pour γ^+ qu'il ne l'est pour γ_o. Mais les va-

leurs des paliers d'équilibre sont apparues constantes. Ceci a déjà été observé par UTTERBACK et MILLER [50]. Nous donnons sur la figure 18 les courbes d'évolution de γ^+ en fonction du temps. Nous avons également vérifié qu'une défocalisation du faisceau incident sur la surface émissive ainsi qu'un changement de position n'entraînaient aucune modification de la réponse.

La valeur du coefficient d'émission secondaire pour les protons que nous avons mesuré est constante dans la gamme d'énergie 15 - 150 keV, $\gamma^+ = 2,55 \pm 0,15$. Il en est de même pour le coefficient d'émission secondaire des neutres : $\gamma_o = 3 \pm 0,3$.

Compte tenu de l'étalement des points expérimentaux, nous adopterons la valeur 1,2 pour le rapport γ_o/γ^+ et elle sera prise constante dans la gamme d'énergie explorée. Ces résultats sont en accord avec ceux des autres auteurs [45] [46] [48].

Signalons également que l'ensemble étant escamotable, il est possible de recevoir le faisceau sur un scintillateur I Cs(Tℓ), ce qui permet, en le visualisant, de contrôler le bon alignement des divers diaphragmes.

II.1.8.2 - Mesure du faisceau de protons secondaires.

Destiné à recevoir uniquement des particules chargées, ce détecteur est constitué d'une cage de Faraday à fond incliné à 30° avec un faible champ magnétique transversal. Il doit avoir une ouverture relativement grande (diamètre 5 cm). Le faisceau à mesurer présentera en effet un étalement en énergie qui sera introduit par le système d'ionisation des neutres excités. Le dispositif utilisé accepte les ions avec un étalement en énergie $\Delta E/E$ qui peut aller jusqu'à 30%. Nous avons vérifié que les réponses des deux détecteurs au même faisceau de particules chargées étaient identiques. La figure 19 montre que la réponse est constante quel que soit le point d'impact sur le détecteur, les deux pics très importants apparaissent lorsque le faisceau tombe sur les bords d'entrée.

Ce dispositif est également escamotable, permettant ainsi de recevoir les protons secondaires sur un scintillateur I Cs(Tℓ), de diamètre 4 cm, collé à l'aide d'une araldite transparente sur un hublot de verre aux faces poli-optiques. A l'extérieur de l'enceinte à vide, un photomultiplicateur RADIOTECHNIQUE

Fig. 18 - EVOLUTION DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE DES PROTONS

—+— après une remise à l'air

—o— après un séjour sous vide primaire

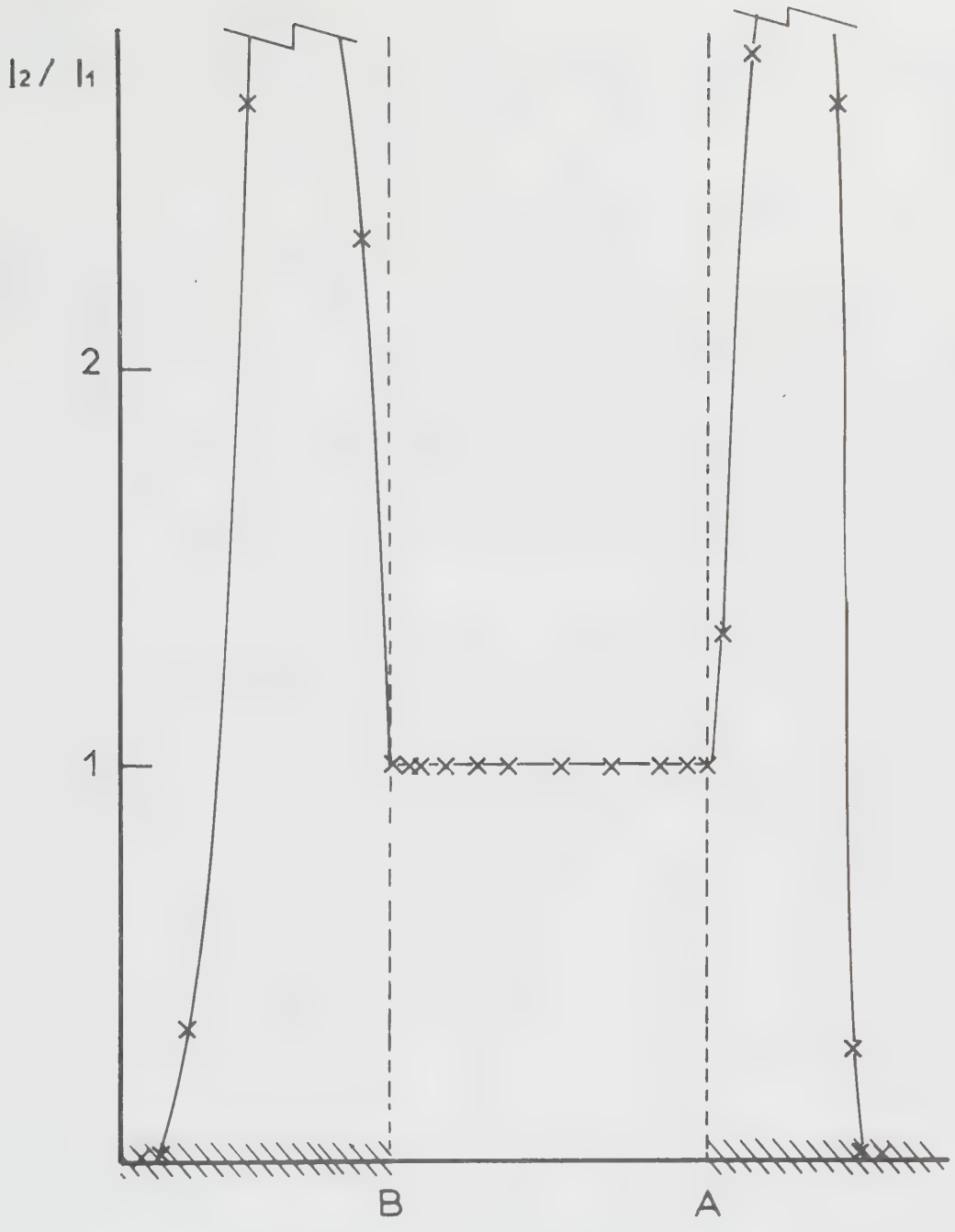


Fig. 19 - REPONSE DU DETECTEUR D_2
EN FONCTION DE LA POSITION DU FAISCEAU

150 AVP SP reçoit le signal. Le joint optique entre le hublot et la fenêtre d'entrée du P.M. est constitué par une goutte d'huile.

II.1.9 - ALIGNEMENT DES DIVERS ELEMENTS.

Lors de l'assemblage, les divers diaphragmes ont été alignés optiquement. Les divers éléments étant assemblés à l'aide de flexibles, les réglages des diaphragmes étant accessibles de l'extérieur, l'alignement a été parfait au moyen du faisceau, celui-ci pouvant être visualisé en fin de course. Ceci nous a permis de contrôler visuellement, au cours des mesures, le bon centrage du faisceau ainsi que l'absence de champ rémanent dans l'électro-aimant A_2 lors de la mesure du faisceau de protons primaires.

II.1.10 - CHAINE DE MESURE.

Nous donnons figure 20 le schéma général de la chaîne de mesure. Nous verrons son utilisation en détail aux paragraphes *II.2.2.1 et II.2.2.2.*

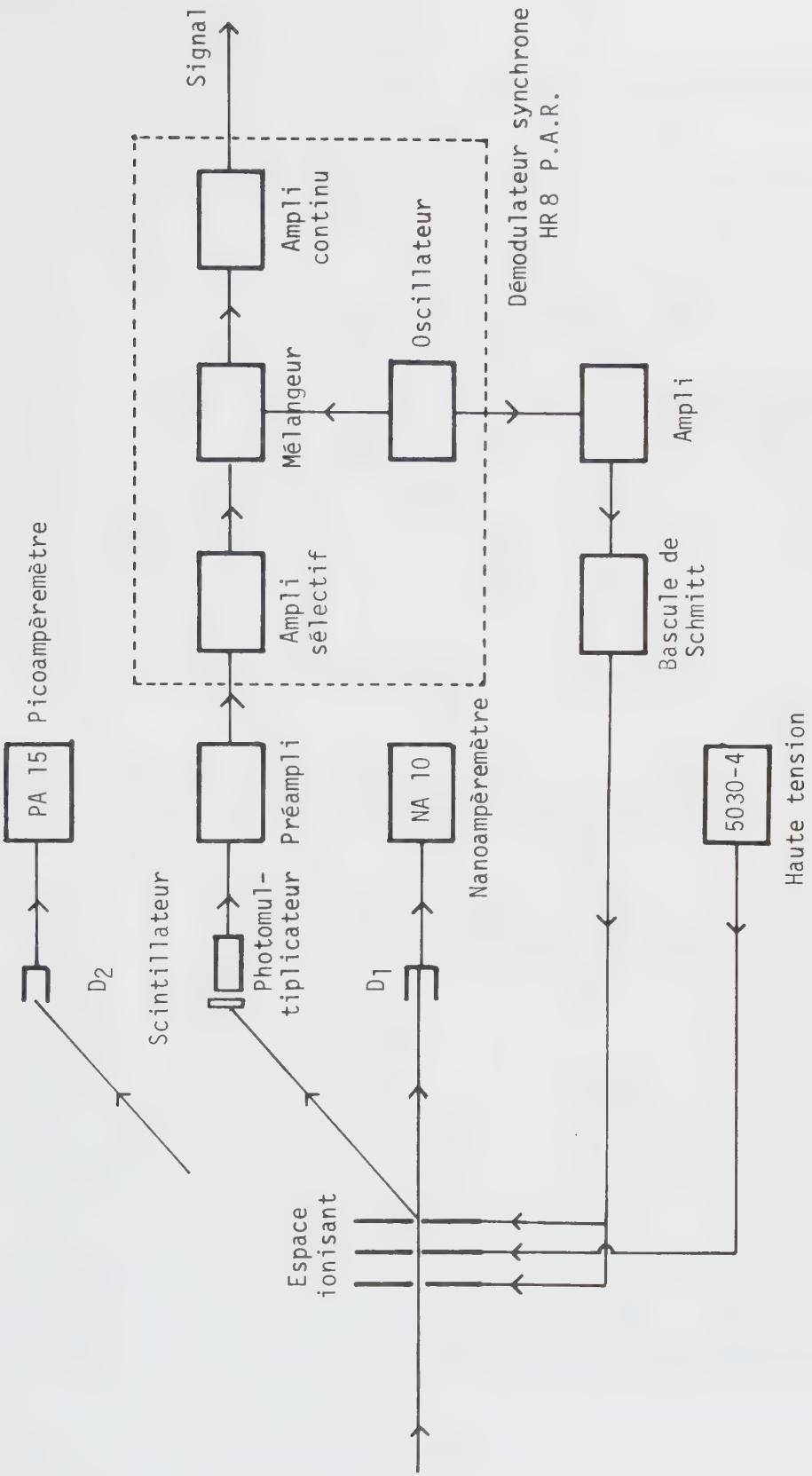


Fig. 20 - SCHEMA DE L'ENSEMBLE DE DETECTION

II.2 - METHODES DE MESURE.

II.2.1 - DETERMINATION DE LA SECTION EFFICACE TOTALE D'ECHANGE DE CHARGE.

$$H_1^+ + X \longrightarrow H_1^o + X'$$

X et X' désignent la cible avant et après la collision.

Dans cette partie, l'espace ionisant est escamoté de façon à éliminer les effets de bords, permettant ainsi aux particules neutres rapides sortant de la chambre d'échange de charge d'atteindre le détecteur. Les particules diffusées à l'intérieur d'un cône de demi-angle : 10 milliradians, sont acceptées par le détecteur D_1. Ceci est amplement suffisant comme ouverture. Le phénomène de diffusion a été étudié par WITTKOWER et col. [51]. Ces auteurs ont mesuré le demi-angle à mi-hauteur pour l'échange de charge de protons sur différentes cibles dans la gamme d'énergie 10-160 keV. A 60 keV, les valeurs trouvées sont (en milliradians) :

H_2	He	Ne	Ar	Kr	Xe
0,187	0,190	0,255	0,217	0,217	0,190

La variation de θ en fonction de l'énergie suit une loi en $E^{-1/2}$. Ainsi, à 15 keV, limite inférieure de notre gamme, nous avons θ = 0,4 milliradian. La distribution apparaît expérimentalement être gaussienne sur 2θ, où le nombre de particules est 6,25 % du nombre au centre. En supposant cette distribution encore valable pour 4θ, le nombre de particules devient inférieur à 10^{-5}, donc négligeable. A cet élargissement par diffusion, on doit ajouter la largeur géométrique du faisceau. Elle est ici définie par le diaphragme d'entrée de la cible qui a, dans cette partie, un diamètre de 1 mm. Nous voyons donc que la diffusion ne doit pas affecter nos mesures.

L'évolution du nombre N_f d'atomes dans l'état final f à l'intérieur d'un faisceau initialement composé de N_i particules dans l'état de charge initial i, pendant qu'il traverse une cible gazeuse, est régie par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta N_f}{N_i . \Delta\pi} = \sigma_{if} + a_{if}.\pi + b_{if}.\pi^2 + \alpha(\pi).\pi^2 \qquad 2\text{-}3$$

π étant la densité de particules cibles par cm^2 de surface normale à la direction du faisceau initial : $\pi = n \times \ell$; n est le nombre de particules par cm^3, ℓ la distance parcourue dans la cible ; σ_{if} la section efficace de collision avec échange de charge de l'état i à l'état f. Les termes a_{if} et b_{if} rendent compte des collisions double, triple avec tous les processus possibles. La méthode qui est utilisée pour mesurer σ_{if} consiste à étudier l'évolution de la composante N_f lorsque la densité π varie. Si la condition $\sigma_{if} \gg a_{if}.\pi + \left[b_{if} + \alpha(\pi)\right]\pi^2$ est remplie, la dépendance N_f de π doit être linéaire. En pratique, pour déterminer la zone de pression où les mesures sont effectuées, il suffit de reporter $\Delta N_f/N_i$ en fonction de $\Delta\pi$, ce qui permet de préciser la zone linéaire et la zone quadratique. Sur la figure 21 : un exemple de courbe.

$$\frac{\Delta N_f}{N_i} = \sigma_{if}\ \Delta\pi \qquad 2\text{-}4$$

En utilisant les constantes connues, et à partir des mesures faites à la température ambiante, l'expression de la section efficace à 273 °K devient :

$$\sigma_{10} = \frac{\Delta I_o}{I_+}\ \frac{1}{\Delta\pi} = \frac{\Delta I_o}{I_+}\ \frac{1}{3{,}535.10^{16}}\ \frac{T}{273}\ \frac{1}{\ell \times \Delta p} \qquad 2\text{-}5$$

I_+ : courant de protons primaires ;
I_o : courant d'atomes neutres ;
ℓ : longueur effective de la chambre en cm ;
n : nombre de particules cibles par cm^3 ;
p : pression de la cible en torr ;
T : température absolue en degrés Kelvin ;
σ_{10} : section efficace en cm^2/particule cible.

La fraction du faisceau primaire qui se trouve neutralisée reste toujours inférieure à 2 % . La méthode qui consiste à déterminer σ_{10} à partir de l'équa-

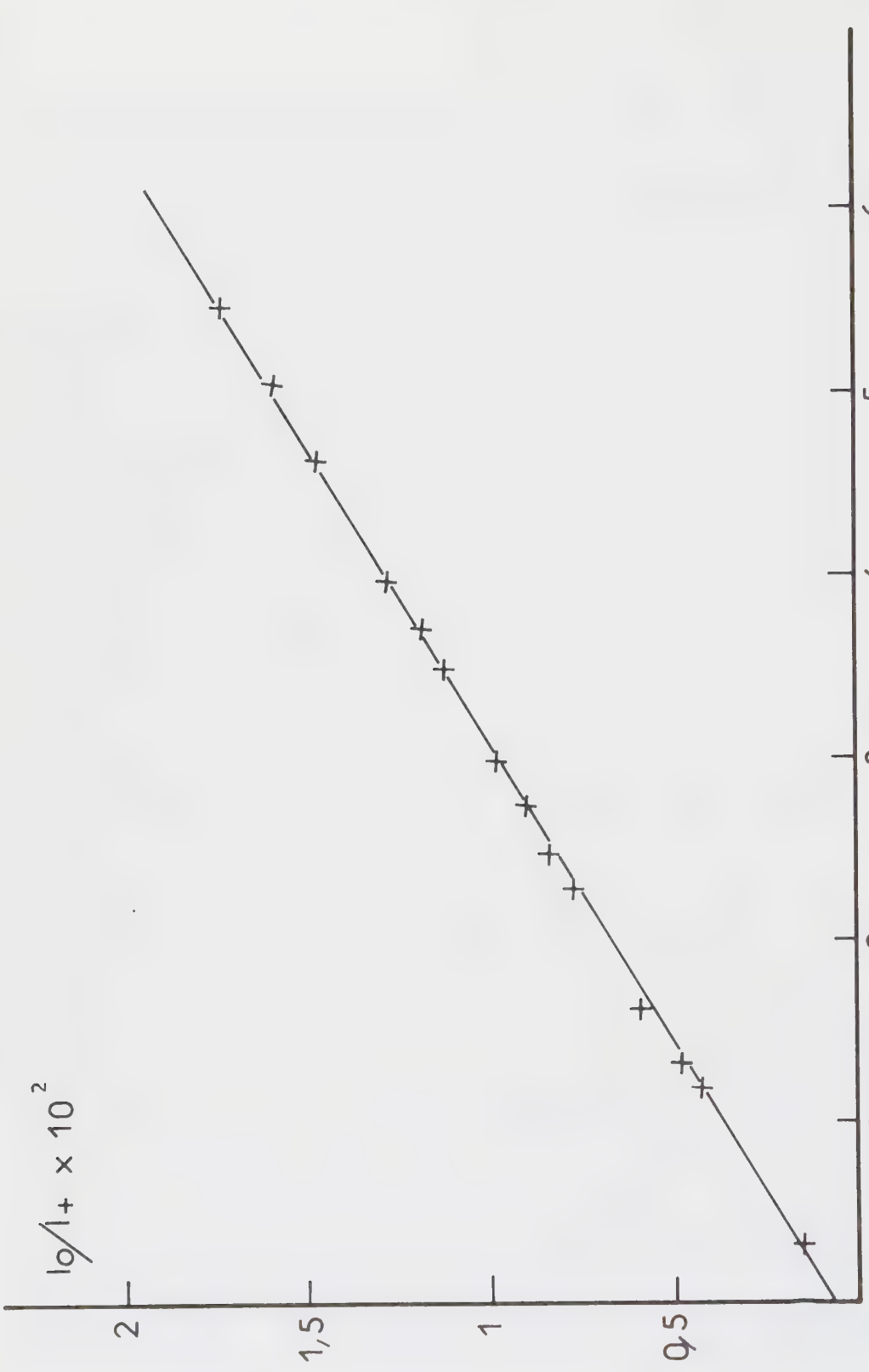


Fig. 21 - COURBE MONTRANT LA VARIATION DES NEUTRES DANS UN FAISCEAU DE PROTONS DE 15 keV DANS C_6H_6 EN FONCTION DE LA DENSITE DE LA CIBLE

tion 2-5 élimine les fluctuations des points individuels. L'erreur sur la pente de la droite ne dépasse par 3 % .

Cette méthode présente en outre un autre avantage. Il existe sur la trajectoire du faisceau, du coude de l'électroaimant A_1 au détecteur, une pression résiduelle, ceci en l'absence de toute admission de gaz dans la cible. Ce gaz résiduel a pour effet de contaminer par échange de charge le faisceau initial de protons par une faible composante de neutres. Une autre cause donnant naissance à des neutres est l'effet de bord sur le diaphragme d'entrée dans la cible : les diaphragmes suivants sont sans effet, compte tenu de leurs diamètres.

Tout ceci est éliminé par la méthode de la détermination de pente et explique que la droite de la figure 21 ne passe pas par l'origine des coordonnées, ceci n'entraînant pas d'incertitude supplémentaire sur la détermination de σ_{10}.

II.2.2 - ETUDE DE LA COMPOSITION DU FAISCEAU DE NEUTRES.

II.2.2.1 - Méthode intégrale.

Pour cette étude, le diaphragme d'entrée dans la cible d'un diamètre de 2 mm a été utilisé. L'espace ionisant est interposé sur la trajectoire du faisceau. Le diamètre utile est ainsi de 0,5 mm. Les protons qui n'ont pas été neutralisés dans la chambre d'échange de charge sont éliminés par le champ électrique transversal en K avant l'entrée dans l'espace ionisant. L'induction dans l'entrefer de l'électroaimant est réglée pour que le faisceau de protons d'énergie E atteigne le détecteur D_2 constitué par la cage de Faraday, à l'extrémité A (figure 19).

On remarque qu'en l'absence de toute tension appliquée à l'électrode centrale, un faible courant de protons est mesuré au détecteur D_2, $i^+(0)$. Celui-ci a trois origines différentes :

- ionisation sur le gaz résiduel ;

- effets de bord sur le diaphragme de définition à l'entrée de l'espace ionisant ;

- ionisation de certains atomes se trouvant dans des niveaux excités suffisamment élevés. Ceci est vérifié par le fait que lorsque l'énergie E augmente,

l'importance relative de ce courant résiduel augmente également. Par ailleurs, les niveaux excités détectés varient en fonction de l'intensité de l'induction dans l'entrefer et donc de l'énergie des particules. Nous verrons ceci plus en détail au paragraphe *III.2.2.*

Lorsqu'on applique une tension V à l'électrode centrale, les électrodes extrêmes étant à la masse, les atomes d'hydrogène sont soumis à l'action du champ électrique F = 8,2 V ($V.cm^{-1}$). Le courant de protons secondaires mesuré est alors $i_+(F)$. Ce qui nous intéresse étant la proportion relative de neutres excités dans le faisceau de neutres total i_o, le signal retenu sera :

$$I(F) = \frac{i_+(F) - i_+(0)}{i_o} = f(F) \qquad 2\text{-}6$$

Le deuxième détecteur constitué d'un scintillateur couplé au photomultiplicateur n'a pas été utilisé pour ce type de mesure. Bien que nécessitant des intensités de faisceau beaucoup moins importantes, compte tenu du gain du photomultiplicateur, nous l'avons toutefois écarté. En effet, les atomes ionisés par le champ électrique sont accélérés et acquièrent un supplément d'énergie ΔE, dont l'importance est fonction de la position où l'ionisation est apparue. Ceci a pour résultat d'étaler le faisceau sur le scintillateur. La réponse de celui-ci pouvant ne pas être homogène suivant le point d'impact de la particule, cette position est reliée au gain d'énergie ΔE au cours de l'ionisation, et par là même, à l'état d'excitation. Il ressort donc que l'allure de la courbe I(F) = f(F) pourrait être faussée, tandis qu'avec la cage de Faraday, la réponse est constante dans la plage AB (figure 19) qui correspond à une dispersion en énergie $\Delta E/E = 30\,\%$.

Notre appareillage nous permettant de disposer de faisceaux suffisamment intenses, nous avons effectué les mesures à l'aide du premier détecteur.

Des travaux récents par BAYFIELD [52] ont mis en évidence une anisotropie dans la composition du faisceau de neutres. La diffusion angulaire pour les atomes d'hydrogène dans le niveau 2s est plus importante que pour le faisceau de neutres, cette différence ne devenant appréciable que pour des énergies inférieures à 20 keV.

Cette anisotropie dans la diffusion angulaire des neutres, suivant que l'atome est formé dans l'état fondamental ou dans un état excité, a également été étudiée par KINGDON et col. [53] pour les niveaux $n > 9$ par la méthode d'ionisation de champ. Leurs résultats mettent également en évidence cette variation de la population relative des états excités suivant l'angle de diffusion. De même, cette variation n'est perceptible qu'aux énergies des protons inférieures à 20 keV.

Dans notre cas, l'étude sur les états excités n'a été effectuée qu'au-dessus de 20 keV. D'autre part, le faisceau issu de la chambre de collision a un diamètre important par rapport au diamètre utile. Le signal détecté sera donc un signal moyen que l'anisotropie de la distribution angulaire n'affectera pas.

II.2.2.2 - Méthode différentielle.

Comme nous le verrons de façon plus précise dans le paragraphe *III.2.1*, la méthode intégrale, si elle donne de façon très satisfaisante la dépendance I(F) en fonction de l'intensité F du champ, ne donne aucune indication sur les différents états d'excitation qui sont atteints. Dans ce but, nous avons utilisé la technique qui consiste à étudier la dérivée de la courbe intégrale : $dI/dF = f'(F)$. Les plaques extrêmes de l'espace ionisant sont déconnectées de la masse et on leur applique une tension modulée $\pm \Delta V$ de forme carrée. Le champ rencontré par le faisceau d'atomes est alors $F \pm \Delta F$. L'amplitude de la modulation $2\Delta F$ est réglée de façon à rester faible devant la composante continue du champ $2\Delta F < 10^{-2}$ F. La fréquence de modulation est choisie de façon à ne pas être sur une harmonique du secteur. Le courant de protons secondaires est constitué d'une composante continue I à laquelle sera superposée une composante modulée ΔI.

Le détecteur à scintillation est utilisé dans ce cas. La détection synchrone est ici nécessaire, compte tenu de la faiblesse du signal, celui-ci est noyé dans le bruit de fond. L'appareillage utilisé, constitué essentiellement d'un démodulateur synchrone HR 8 PRINCETON APPLIED RESEARCH, permet de récupérer un signal noyé dans un bruit de 59 db.

En faisant varier la haute tension V dans la gamme permise, nous obtenons le signal $\Delta I/\Delta F = f'(F)$ que nous assimilerons à la dérivée dI/dF étant donné

la faible amplitude de la modulation.

La mesure des courants continus est faite avec un nanoampèremètre LEMOUZY NA 10 pour la voie I, et avec un picoampèremètre PA 15 LEMOUZY pour la voie II. Ces deux appareils sont de classe 0,5.

Pour les deux premiers types de mesure en continu, les intensités utilisées sont :

- faisceau de protons primaires : 10^{-7} à 10^{-8} A.
- faisceau de neutres : 10^{-9} à 10^{-10} A.
- faisceau de protons secondaires : 10^{-11} à 10^{-13} A.

Pour les mesures en méthode différentielle, les intensités utilisées sont, dans certains cas, plus faibles pour ne pas saturer le photomultiplicateur par la composante continue du signal.

La méthode de mesure qui consiste à faire des pointés étant très longue, du fait que nous ne disposons pas de système d'enregistrement, les conditions de stabilité exigées sont très sévères.

- Le faisceau délivré par l'accélérateur doit être extrêmement stable et rester constant durant un relevé de courbe. Une dérive de $\pm$ 2 % sur le faisceau initial est la limite supérieure admise pour qu'une série de mesures puisse être considérée comme valable.

- La pression dans la cible doit être également stable. Le pompage se faisant par les diaphragmes, à une vitesse constante, la pression de cible désirée est obtenue en ajustant une fuite à pointeau réglable. Le contrôle de la pression à l'aide d'une jauge immergée est précis ; les seules difficultés ont été rencontrées avec des gaz composés de molécules organiques : C_2H_2 et C_6H_6, où des instabilités apparaissent dans la pression de la cible. Les mesures en cibles minces ont été possibles et nous avons multiplié leur nombre de façon à en déterminer les valeurs moyennes. Par contre, en cibles épaisses, elles ont été impossibles.

Chapitre 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous consacrons ce chapitre à l'exposé de résultats expérimentaux et à leur interprétation. Nous situons nos résultats par rapport à ceux déjà existants. Nous les présentons sour forme de courbes ou de tableaux. La comparaison avec les données existantes, aussi bien théoriques qu'expérimentales, est ainsi aisée. Les mesures ont été répétées plusieurs fois avec élimination systématique des séries au cours desquelles apparaissaient une dérive ou des instabilités, même faibles, du faisceau ou de la pression à l'intérieur de la cible. Les erreurs accidentelles sont ainsi éliminées. Les erreurs sont estimées en tenant compte de la reproductibilité des résultats. Les diverses causes ont été analysées au cours du chapitre précédent.

Les différents produits que nous avons utilisés ont les puretés suivantes :

He	99,995 %
Ne	99,99 %
Ar	99,99 %
Kr	99,995 %
Xe	99,995 %
H_2	99,995 %
O_2	99,995 %
N_2	99,998 %
NH_3	99,96 %
C_2H_2	99,5 %
C_6H_6	99,1 %

III.1 - SECTION EFFICACE TOTALE D'ECHANGE DE CHARGE.

Bien que ceci ne fasse pas partie de notre programme initial de travail, nous avons été amenés à étudier le phénomène d'échange de charge sous son aspect global, à l'examen des données existant dans la littérature.

Pour certaines cibles gazeuses, les données sont nombreuses et ont été obtenues par plusieurs équipes et par des méthodes différentes. Au vu de leur reproductibilité, elles peuvent être considérées comme connues de façon absolue et peuvent servir d'étalon. C'est sous cet angle que nous avons considéré l'échange de charge de protons sur l'hydrogène moléculaire, ceci nous permettant ainsi d'étalonner notre détecteur de neutres et d'effectuer des contrôles périodiques de sa réponse.

Pour d'autres cibles, les données sont soit incomplètes, soit inexistantes. Nous avons ainsi été amenés à mesurer la section efficace totale d'échange de charge de protons sur des cibles constituées de krypton, xénon, ammoniac, acétylène et benzène.

III.1.1 - H^+ SUR KRYPTON (Figure 22 et tableau II).

Dans le cas du krypton, les travaux sont assez nombreux : STEDEFORD [54], $E < 40$ keV ; WILLIAMS [55], $E < 50$ keV ; TOBUREN [56], $E > 100$ keV ; de HEER [57] et AFROSIMOV [58], qui ont exploré toute la gamme d'énergie. Les différentes valeurs sont reportées dans le tableau II. L'accord entre les résultats expérimentaux est excellent. Sur la figure 22, nous n'avons, par souci de clarté, reporté que la moyenne des valeurs des autres expérimentateurs. Nous avons également indiqué les résultats théoriques de NIKOLAEV [36] qui ont été obtenus par une méthode semi-empirique présentée au paragraphe *I.2.2.* La divergence entre les résultats expérimentaux et théoriques est nette.

III.1.2 - H^+ SUR XENON (Figure 23 et tableau III).

Les résultats antérieurs ont été obtenus par STEDEFORD [54] pour $E < 40$ keV, WILLIAMS [55] pour $E < 50$ keV, AFROSIMOV [58] pour toute la gamme d'énergie. Au-dessus de 50 keV, les seules valeurs avec lesquelles il nous est possible de comparer nos résultats sont celles d'AFROSIMOV. Nous voyons, d'après le tableau III et la figure 23 que nos valeurs sont moins dispersées. Il n'existe aucun résultat théorique sur le xénon.

III.1.3 - H^+ SUR AMMONIAC (Figure 24 et tableau IV).

Les seuls résultats existant dans la littérature sont ceux de GILBODY et HASTED [59] pour des énergies inférieures à 35 keV.

L'accord est bon aux plus faibles valeurs de la gamme d'énergie, il l'est moins lorsque l'énergie augmente. La méthode employée par ces auteurs est différente, elle consiste à collecter les particules lentes formées.

III.1.4 - H^+ SUR C_2H_2 ET C_6H_6 (Figure 25 et tableau V).

Les mesures des sections efficaces d'échange de charge de protons sur des cibles constituées de molécules organiques sont rares. Nous pouvons citer celles de TOBUREN et col. [56] sur CH_4, C_2H_4, C_2H_6 et C_4H_{10}. Les seules données qui peuvent être comparées directement avec nos valeurs sont celles déduites des résultats de DESESQUELLES et col. [60] en faisant la différence entre la section efficace de production d'ions lents positifs et d'ions lents négatifs. La comparaison n'est possible que si l'on considère la section efficace de capture de deux électrons comme étant négligeable à ces énergies. Nos valeurs pour C_2H_2 sont plus élevées.

Compte tenu des diverses causes d'erreurs qui ont été analysées précédemment et de la reproductibilité des mesures, nous pensons que l'imprécision sur nos valeurs de σ_{10} se situe au-dessous de 15 % . Les mesures effectuées sur les cibles organiques sont les moins précises du fait des fluctuations qui apparaissent dans la pression cible. L'incertitude peut, dans ce cas, aller jusqu'à 20 % .

E en keV	TOBUREN NAKAI LANGLEY [56]	STEDEFORD HASTED [54]	WILLIAMS DUNBAR [55]	AFROSIMOV IL'IN SOLOVEV [58]	DE HEER SCHUTFEN . MOUSTAFFA [57]	Nos valeurs
15		135	130	110	107	113
20		105	100	93	97,3	99
25			90	90	87	87
30			76	85	72,5	81
35			63		67,5	68
40		70	63		54,1	60
45				62		52
50			55		44,2	51
55						39
60				37	37,7	30
70					27,1	26
75				27		
80					20,5	20
90				12	16,2	15
100	10				12,9	12
105				10		
110					11,1	10
120				10	8,1	8
130					7,2	5
135				7		
140					3,9	5
150				7		4

Tableau II - SECTION EFFICACE DE CAPTURE D'UN ELECTRON PAR DES PROTONS INCIDENTS SUR LE KRYPTON, $\sigma_1^0 \times 10^{17}$ cm^2/atome

E en keV	STEDEFORD HASTED [54]	WILLIAMS DUNBAR [55]	AFROSIMOV IL'IN SOLOVEV [58]	Nos valeurs
15	150	145	175	160
20	125	130	134	137
25			100	118
30	80	90	92	97
35				83
40	55	60		71
45			53	55
50		46		53
55				49
60			30	40
70				35
75			17	
80				25
90			10	20
100				14
110				11,5
120			13	8
130				5
135			8	
140				5
150			8	4,5

Tableau III - SECTION EFFICACE TOTALE DE CAPTURE D'UN ELECTRON PAR DES PROTONS INCIDENTS SUR LE XENON, $\sigma_1^0 \times 10^{17}$ cm^2/atome

E en keV	GILBODY HASTED [59]	Nos valeurs
15	61,5	65
20	45	51
22,5	41,5	
25		43
27,5	31	
30		36
35		31
40		29
45		26
50		21,5
55		19
60		20,5
70		16
80		12,3
90		11,5
100		10
110		7
120		6,1
130		6
140		4,1
150		3

Tableau IV - SECTION EFFICACE TOTALE DE CAPTURE D'UN ELECTRON PAR DES PROTONS INCIDENTS SUR L'AMMONIAC, $\sigma_1^0 \times 10^{17}$ cm^2/mole

E en keV	C_2H_2		C_6H_6
	DESESQUELLES et col. [60]	Nos valeurs	
15		172	345
20		190	330
25		143	318
30	90	119	277
35		97	240
40	48	82,5	203
45		70,5	220
50		55	200
55		48,5	165
60	23	39,75	130
70		32	105
80	15	27,5	80
90		22,4	65
100	9	14	55
110		11,5	41
120		10,7	35
130		8,8	27
140		7,9	25,4
150		5	19,2

Tableau V - SECTION EFFICACE DE CAPTURE D'UN ELECTRON PAR DES PROTONS INCIDENTS SUR C_2H_2 et C_6H_6, $\sigma_1^0 \times 10^{17}$ cm^2/mole

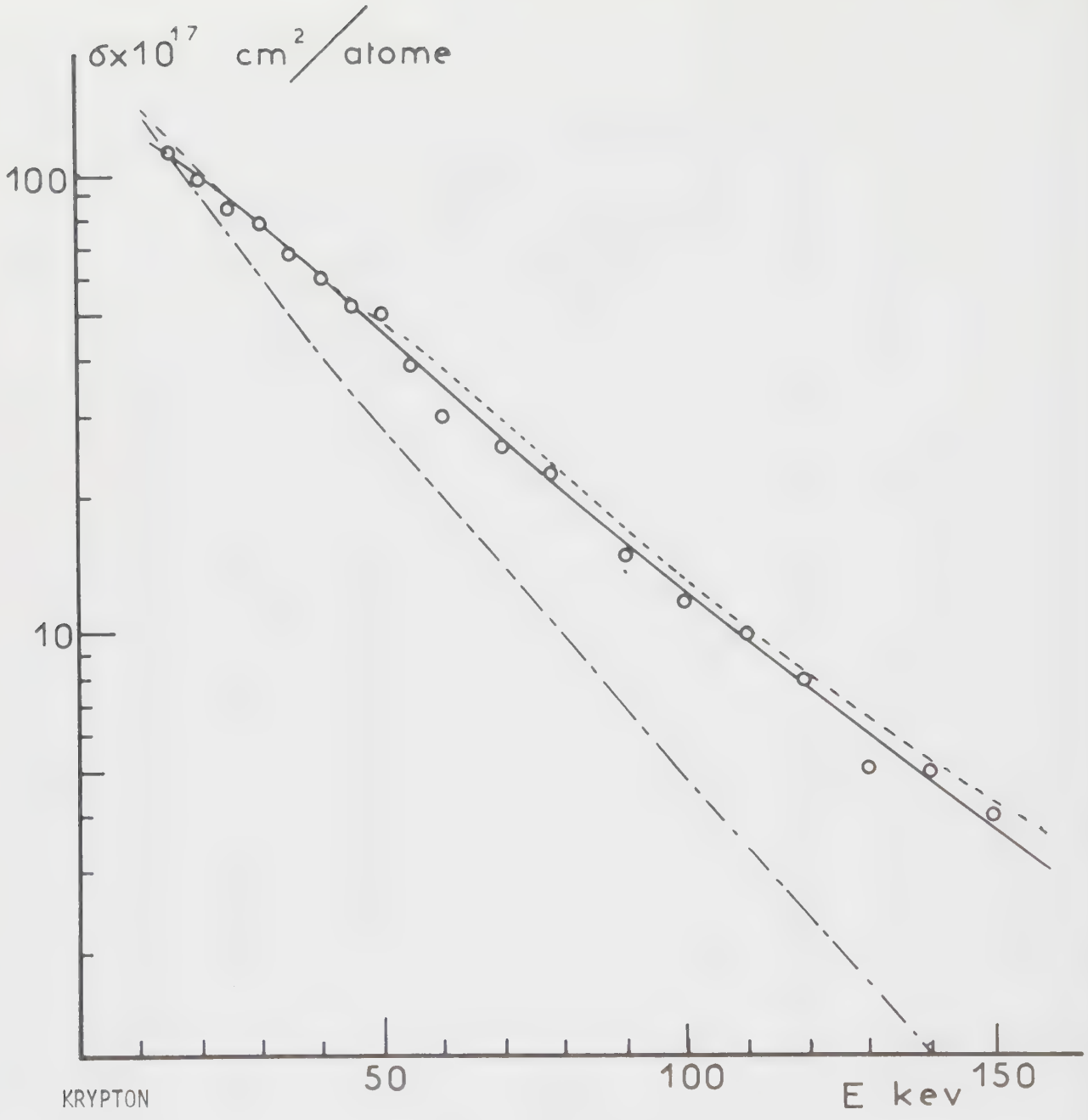


Fig. 22 - SECTION EFFICACE TOTALE D'ECHANGE DE CHARGE DES PROTONS EN FONCTION DE L'ENERGIE

—·—·— Résultats théoriques, NIKOLAEV [36]

---------- Courbe moyenne composée des valeurs expérimentales de STEDEFORD [54] et WILLIAMS [55] (E < 45 keV) ; DE HEER [57] et AFROSIMOV [58] (pour toute la gamme d'énergie explorée)

—o—o— Nos valeurs

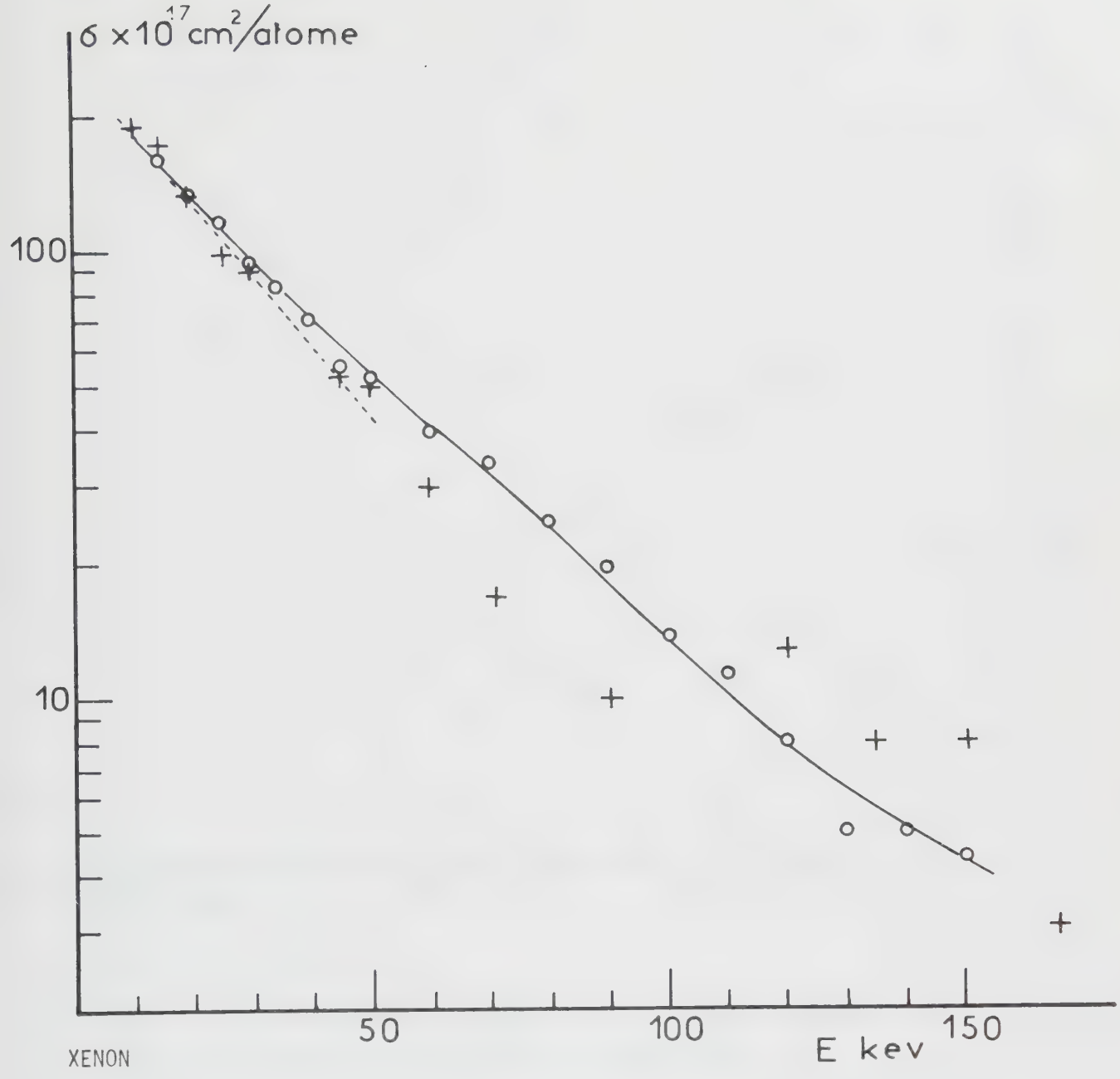


Fig. 23 - SECTION EFFICACE TOTALE D'ECHANGE DE CHARGE DES PROTONS EN FONCTION DE L'ENERGIE

------ Courbe moyenne composée des valeurs de STEDEFORD [54], WILLIAMS [55] et et AFROSIMOV [58] pour E < 45 keV

\+ Valeurs expérimentales de AFROSIMOV [58]

—o— Nos valeurs

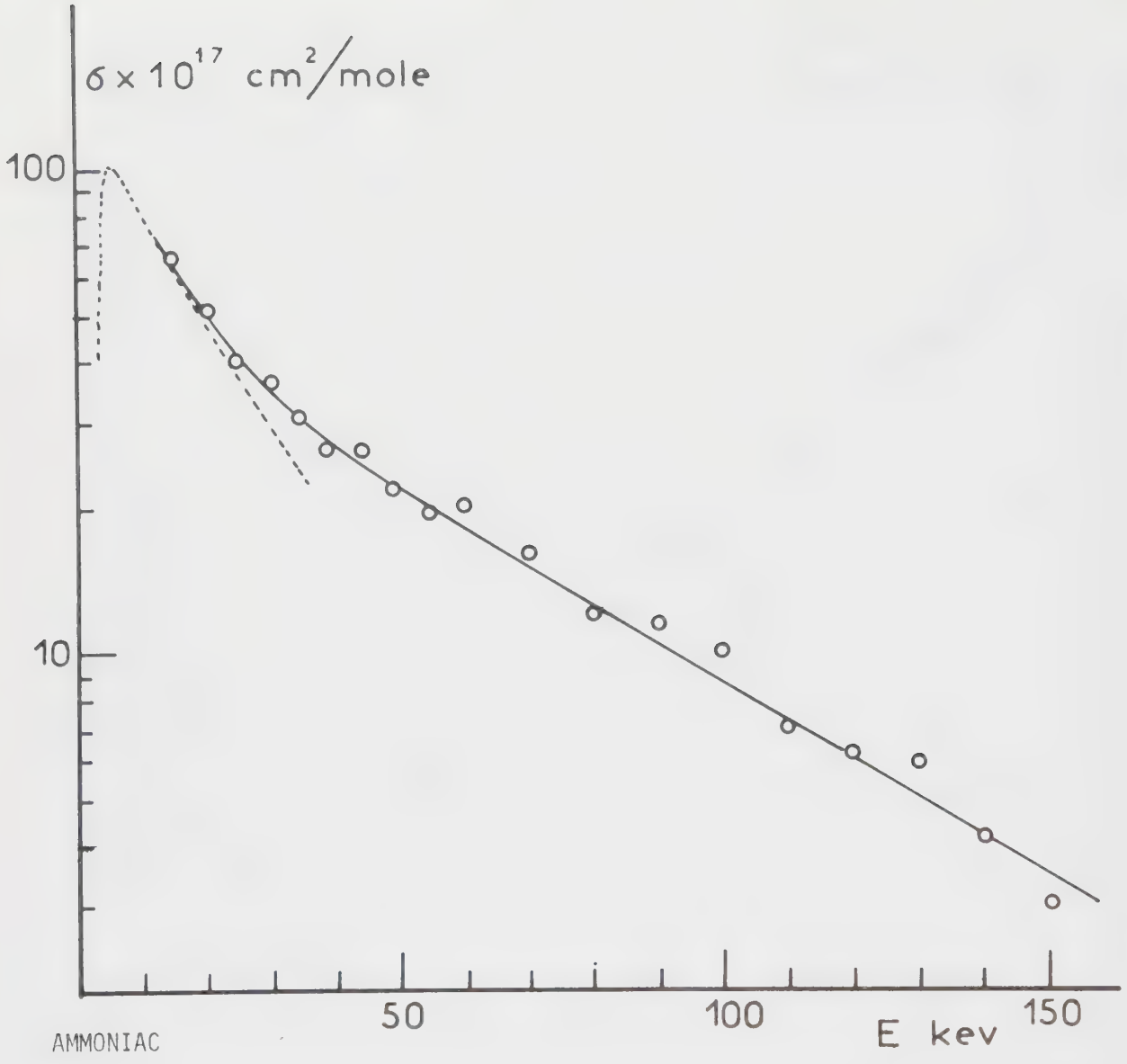


Fig. 24 - SECTION EFFICACE TOTALE D'ECHANGE DE CHARGE DES PROTONS EN FONCTION DE L'ENERGIE

------ Résultats de GILBODY et HASTED [59]

—o— Nos valeurs

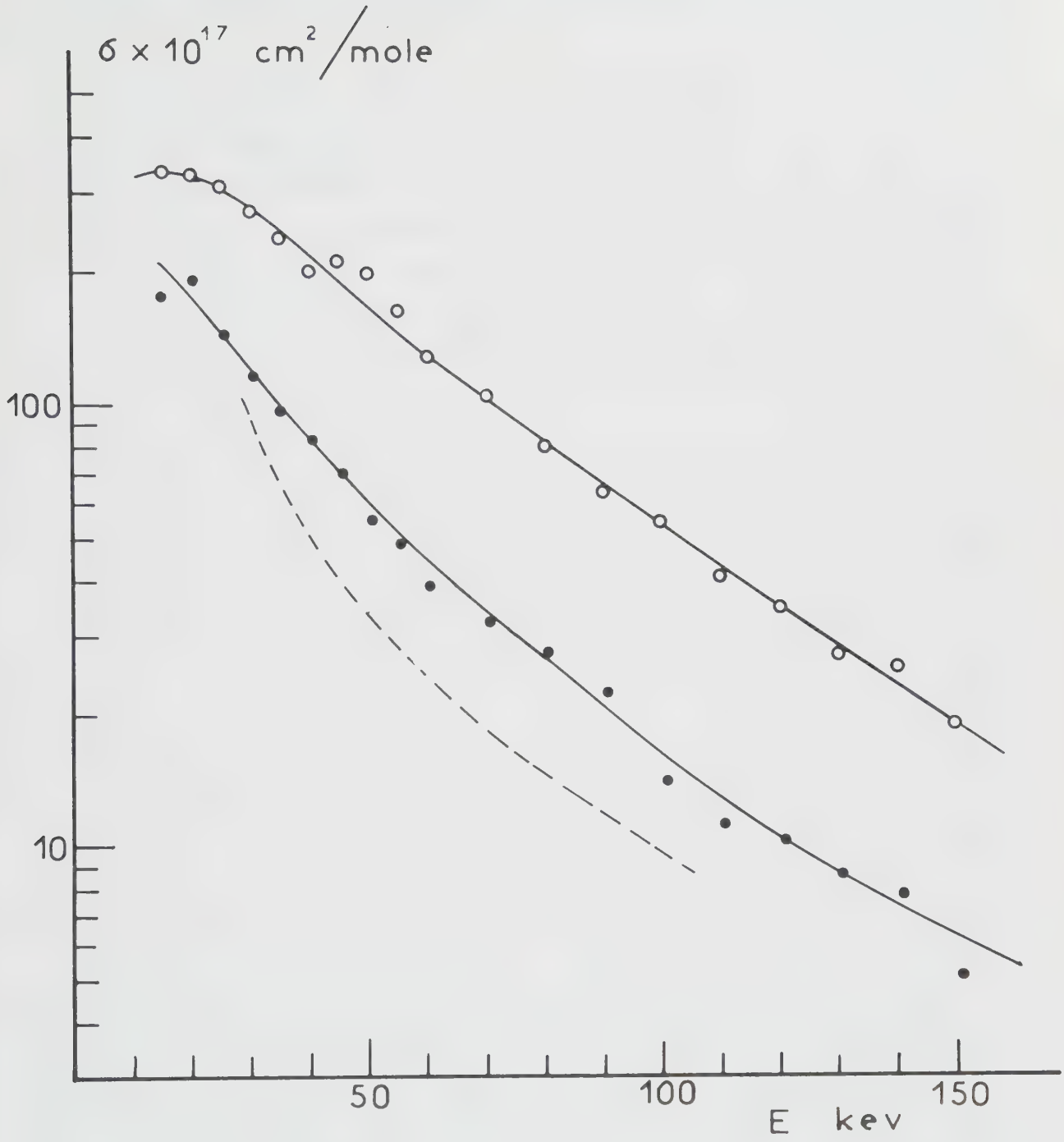


Fig. 25 - SECTION EFFICACE TOTALE D'ECHANGE DE CHARGE DES PROTONS EN FONCTION DE L'ENERGIE

— — — Valeurs déduites des résultats de DESESQUELLES et col. [60] pour C_2H_2

Nos valeurs —●— Acétylène —o— Benzène

III.2 - IONISATION PAR UN CHAMP ELECTRIQUE DE L'ATOME D'HYDROGENE SE TROUVANT DANS UN ETAT EXCITE.

III.2.1 - METHODE DIFFERENTIELLE.

L'ionisation de l'atome d'hydrogène sous l'effet d'un champ électrique intense a été observée pour la première fois par TRAUBENBERG [37]. Il mit en évidence la disparition des raies de la série de Balmer.

La méthode utilisée a été suggérée par RIVIERE et SWEETMAN [42]. Elle a été appliquée pour la première fois en 1960 à l'étude de la molécule-ion d'hydrogène H_2^+ vibrationnellement excitée. Le faisceau de particules convenablement diaphragmé était soumis à l'action d'un champ électrique longitudinal. Ce champ était localisé entre deux électrodes, la deuxième étant portée à haute tension négative. Cette méthode a été appliquée par la suite, par ces mêmes auteurs à l'étude de l'état d'excitation des neutres [61]. Elle a été reprise sans modification par FUTCH et col. [62], IL'IN et col. [63]. Nous avons pour notre part utilisé une disposition symétrique avec une haute tension positive appliquée à l'électrode centrale, ceci dans le but de doubler la durée d'interaction et de limiter l'effet défocalisant ainsi que les champs parasites dans l'enceinte.

La courbe différentielle a permis à ces différentes équipes de déterminer les divers niveaux excités atteints par l'ionisation de Lorentz avec leurs dispositifs. Les niveaux n allant de 9 à 23 ont été observés par RIVIERE et SWEETMAN [61]. Par contre, FUTCH et DAMM [62] n'ont observé que cinq niveaux : n = 9, 10, 11, 12, 13. De même, IL'IN et col. [63] n'ont observé que cinq niveaux : n = 10, 11, 12, 13, 14. Récemment, ces derniers [64] ont étendu leur gamme vers des niveaux quantiques n plus élevés, allant ainsi de 10 à 17.

Nous montrons sur la figure 26 la courbe différentielle $dI/dF = f'(F)$ que nous avons obtenue. Le signal à la sortie du démodulateur synchrone correspondant à $\Delta I/\Delta F$ est reporté en fonction du champ électrique F. Ceci a été obtenu avec l'hydrogène comme cible. La densité étant faible, les neutres formés résultent de l'échange de charge direct et ne subissent pas d'interactions ultérieures susceptibles de modifier la distribution de population sur les divers

niveaux, si ce n'est la déexcitation par émission spontanée de radiation. Nous avons d'ailleurs analysé ce processus au paragraphe *II.1.5* et évalué son importance pour les niveaux n allant de 8 à 12 (figures 13,14,15). Il apparaît que pour les niveaux les plus bas atteints par l'ionisation de Lorentz : n = 9 à 35 keV et n = 11 à 20 keV (tableau VI), la déexcitation affecte la population de ces niveaux d'environ 5 % . Nous avons indiqué ceci par les lignes verticales interrompues sur les figures 14 et 15 ainsi que par les lignes en tirets obliques sur la figure 13 . La méthode que nous avons utilisée pour étudier la population relative des états excités, exposée au paragraphe *III.3.2*, nous conduit à des résultats qui ne sont guère affectés par ce processus de déexcitation, même à 35-40 keV où il est le plus élevé.

Etant donné le recouvrement important des seuils d'ionisation dû à l'effet Stark, que nous avons vu au paragraphe *I.3.4*, on pouvait s'attendre à des structures beaucoup moins nettes. Mais, à l'examen de la figure 10 donnant les probabilités d'ionisation pour tous les états du niveau n = 7 en présence de champ, nous pouvons remarquer une localisation prononcée, pour une probabilité d'ionisation donnée, de ces seuils dans un intervalle donné de champ. Un maximum correspond donc à un niveau déterminé ; la contribution des niveaux voisins, bien qu'existante, sera secondaire.

Nous observons une série de maxima correspondant aux niveaux n allant de 9 à 23. Nous n'observons pas le niveau n = 8 car le champ électrique n'est pas suffisamment intense. La tenue en tension de l'espace d'ionisation est limitée à 17 000 V, ce qui correspond à un champ électrique limité à $1{,}4.10^5$ $V.cm^{-1}$. La limitation pour les valeurs élevées de n, ce qui correspond aux faibles champs électriques, est due au manque de sélectivité et de sensibilité de la chaîne de mesure. L'amplitude du signal est liée à la population des niveaux et à l'amplitude de la modulation ΔF. La première varie comme n^{-3} (équation 1-67), la seconde doit être réduite à quelques volts. En effet, une modulation trop importante porterait sur plusieurs niveaux, les espacements devenant de plus en plus faibles. Une cause responsable de la non-observation des niveaux $n > 23$ pourrait également être l'ionisation de ceux-ci, soit par le champ électrique transversal en K, soit par le champ équivalent $F' = v \wedge B$ dû à l'induc-

tion magnétique dans l'entrefer de l'électroaimant A_2. Nous l'avons écartée en opérant à basse énergie : 20 keV, ce qui nous permettait de diminuer simultanément les intensités de ces champs.

La probabilité d'ionisation dépend de la durée de séjour dans le champ, de la valeur de celui-ci ainsi que des nombres quantiques paraboliques. Nous pouvons voir sur la figure 9 qu'une diminution de la probabilité d'ionisation de deux ordres de grandeur 10^{+11} sec^{-1} à 10^{+9} sec^{-1}, ce qui est équivalent à une augmentation de la durée de séjour dans le champ de 10^{-11} à 10^{-9} sec., ne correspond qu'à une diminution de la valeur du champ d'environ 15 % .

Pour l'identification des différents pics de la courbe différentielle, il existe essentiellement deux méthodes différentes :

- La première, utilisée par RIVIERE et DALGARNO [65], est basée sur le calcul de la probabilité de pénétration de barrière par la méthode de LANGZOS à une dimension, exposée au paragraphe *I.3.4*. Dans l'expression de $\phi(\eta)$ (équation 1-91), E et Z sont déterminées par la théorie des perturbations au troisième ordre. Ainsi, connaissant d'une part la probabilité de franchissement de la barrière de potentiel S (équation 1-96) en fonction du champ rencontré, d'autre part l'intensité de ce champ sur la trajectoire ainsi que la vitesse des particules, déterminée par l'énergie d'accélération, la fraction ionisée $I_n = f(F)$ peut être calculée. Il en va de même pour la dérivée $dI_n/dF = f'(F)$. Ce dernier résultat est directement comparable à l'expérience et permet l'identification des niveaux. Les valeurs du champ auxquelles apparaissent les maxima sur la courbe, correspondent à une probabilité d'ionisation de 2.10^{10} sec^{-1}. Cette valeur dépend de la géométrie des électrodes utilisées d'où découle directement la durée d'action du champ.

BERKNER et col. [66] ont étudié l'ionisation des états n allant de 6 à 9 des atomes d'hydrogène de 10 MeV. L'ionisation de Lorentz était produite entre les pièces polaires d'un électroaimant. Ces auteurs ont estimé, d'après les trajectoires des protons secondaires formés, que la probabilité d'ionisation sous l'action du champ était environ 5.10^9 sec^{-1}.

Il apparaît donc que la durée de vie moyenne, dans un champ externe, des niveaux excités subissant l'ionisation de Lorentz est d'environ 10^{-10} sec. Avec

la configuration d'électrodes que nous avons utilisée, la durée de séjour va de 1,5 à 4.10^{-10} sec, pour des énergies de 150 et 20 keV respectivement.

- Une autre méthode consiste à considérer le processus d'ionisation sous l'angle de la mécanique classique. Reprenons la représentation graphique (figure 8b) de la fonction 1-91 :

$$\phi(\eta) = -\frac{E}{2} + \frac{Z}{\eta} - \frac{m^2 - 1}{4\eta^2} + \frac{1}{4} F \eta$$

L'électron est localisé dans le puits de potentiel entre η_1 et η_2. En A, si l'ionisation apparaît elle s'effectue par effet tunnel entre η_2 et η_3. Lorsque le champ électrique F augmente, la largeur et la hauteur de la barrière diminuent. En B, l'ionisation apparaît selon les lois de la mécanique classique. La barrière de potentiel disparaît quand le minimum de la fonction s'annule, ce qui se traduit par les conditions $\phi = 0$ et $d\phi/d\eta = 0$. Pour $m = 1$ par exemple, ces conditions sont remplies pour $F_o = E^2/4Z$. On peut ainsi remarquer, en négligeant en première approximation l'élargissement Stark, que le champ seuil F_o variera comme E^2, c'est-à-dire comme n^{-4}.

Sur la figure 27, nous avons reporté les valeurs du champ électrique F_n correspondant aux maxima dans la courbe différentielle en fonction de n^{-4}. Nous pouvons constater qu'il existe une relation linéaire entre ces deux quantités :

$$F_n = b.n^{-4} \qquad 3\text{-}1$$

b est une constante.

De la pente de cette droite, définie par quinze points expérimentaux, nous déduisons la valeur de la constante : $b = 6{,}25.10^8$ V.cm^{-1}. Cette valeur est en bon accord avec celle de IL'IN et col. [67] : $6{,}15.10^8$ V.cm^{-1}, qu'ils ont obtenue à partir de cinq niveaux n allant de 10 à 14.

Dans le but de vérifier si l'identification des niveaux aux maxima observés sur la figure 26 est correcte, nous pouvons extrapoler cette relation et l'ap-

pliquer à des niveaux inférieurs n = 5,7, pour lesquels l'ambiguité due au recouvrement par effet Stark n'existe pas. Les valeurs ainsi obtenues pour le champ se situent entre les valeurs extrêmes calculées par LANGZOS [39] et par BAILEY et col. [41] pour les composantes Stark et concordent également avec les valeurs expérimentales du champ entraînant la disparition des raies de la série de Balmer, observée par TRAUBENBERG [37].

III.2.2 - INTERVALLE DES NIVEAUX SUR LEQUEL A PORTE L'ENSEMBLE DE NOTRE ETUDE.

Aux plus hautes valeurs de la gamme d'énergie, les niveaux les plus fortement excités, qui sont les moins liés, sont ionisés soit par le champ électrique transversal en K, soit par le champ équivalent $F' = v \times B$, B étant l'induction dans l'entrefer de l'électroaimant d'analyse A_2. Les niveaux excités ainsi ionisés entreront dans la composition de la composante chargée résiduelle $i^+(0)$. Il apparaît donc que les niveaux observés seront fonction de l'énergie d'accélération du faisceau.

De même, aux plus faibles valeurs de l'énergie jusqu'à 20 keV, il ne sera pas possible d'ioniser les niveaux les plus bas. La haute tension nécessaire entraînerait une dispersion en énergie et les protons ainsi formés ne seraient pas acceptés par le détecteur D_2. Nous avons déterminé, pour les diverses valeurs de la gamme d'énergie permise par notre appareillage, l'éventail des niveaux excités sur lesquels a porté notre étude. Nous reportons ceci dans le tableau VI :

E keV	20	25	30	35	40	50	60	70	90	110	150
n	11 23	10 22	10 22	9 21	9 20	9 20	9 19	9 18	9 17	9 16	9 16

Tableau VI - INTERVALLES DU NOMBRE QUANTIQUE PRINCIPAL n SUR LESQUELS A PORTE L'ETUDE PAR IONISATION DE LORENTZ DES ETATS EXCITES, AUX DIFFERENTES ENERGIES D'INTERACTION

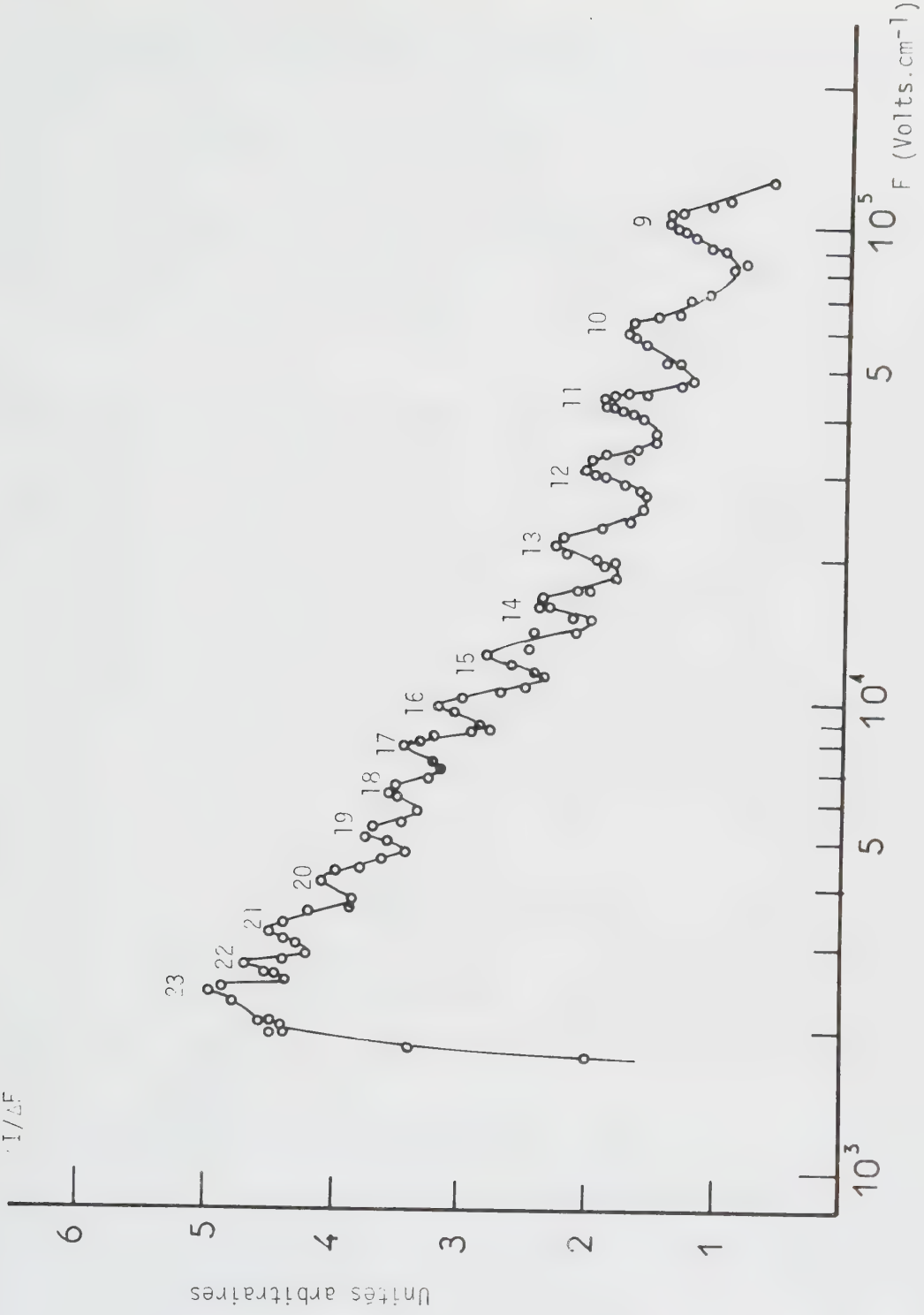


Fig. 26 - SIGNAL A LA SORTIE DU DEMODULATEUR $\frac{\Delta I}{\Delta F}$ EN FONCTION DU CHAMP IONISANT F

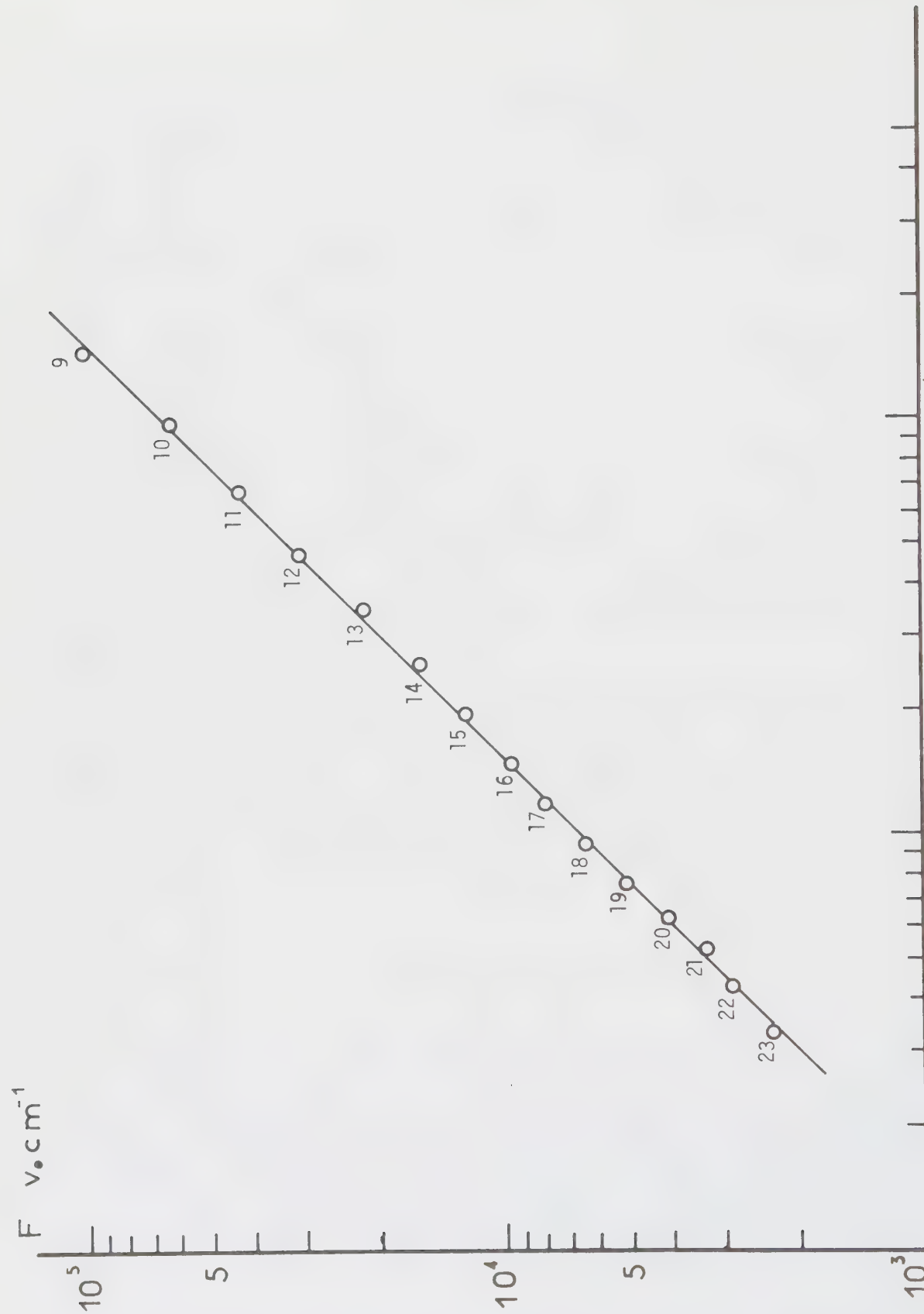


Fig. 27 - VALEURS DU CHAMP ELECTRIQUE CORRESPONDANT AUX MAXIMUMS DE LA COURBE DIFFERENTIELLE EN FONCTION DE n^{-4}

III.3 - MESURE DE LA POPULATION RELATIVE DES ETATS EXCITES PAR LA METHODE INTEGRALE.

III.3.1 - REVUE DES TRAVAUX ANTERIEURS.

Au moment où nous avons entrepris cette étude, les quelques données expérimentales existant sur le transfert de charge de protons ou dissociation d'ions moléculaires, avec formation d'atomes dans des états excités susceptibles de subir l'ionisation de Lorentz, étaient très incomplètes et dispersées [4].

III.3.1.1 - Travaux de RIVIERE et SWEETMAN [68].

Les résultats obtenus concernent l'hydrogène moléculaire comme cible, dans la gamme d'énergie 25-100 keV. On peut relever également des mesures faites à 100 keV avec des deutons où la population de l'ensemble des niveaux n = 8, 9, 10, 11 a été évaluée pour des cibles épaisses de gaz rares. Ils ont utilisé la technique de comptage des protons ou deutons secondaires formés. Les populations des niveaux excités étaient soit déduites de l'aire sous les maxima de la courbe différentielle, soit évaluées en notant la variation du signal de protons secondaires lorsque la tension appliquée à l'espace ionisant était variée de 5 à 10 kV, et en multipliant ceci par un facteur de normalisation.

III.3.1.2 - Travaux de FUTCH et DAMM [62].

La recharge des protons à 42 keV et des deutons à 35 keV est effectuée sur des cibles minces de vapeur d'eau et de vapeur de lithium. La méthode de détection est identique à la précédente mais aucun résultat chiffré n'a été donné.

III.3.1.3 - Travaux de BERKNER et col. [66].

Le faisceau atomique de 10 MeV est obtenu par dissociation d'ions moléculaires H_2^+ de 20 MeV. L'ionisation est faite ici par le champ équivalent : $F' = v \times B$ dans l'entrefer d'un électroaimant.

III.3.1.4 - Résultats de IL'IN et col. [63].

Ces auteurs utilisent la technique d'ionisation par un champ électrique

et de mesure en continu du faisceau de protons secondaires formés. Leurs mesures ont été effectuées en cibles minces à 60 keV pour l'hélium, le néon et l'argon, et à 60 keV, 120 keV et 180 keV pour l'hydrogène moléculaire et le gaz carbonique.

Cette revue sommaire montre la diversité des résultats expérimentaux existants ainsi que leur caractère incomplet et dispersé.

III.3.2 - NOS RESULTATS.

La méthode utilisée a consisté à mesurer en continu le courant de protons secondaires formés. Nous donnons sur la figure 28 un exemple des courbes qui ont été relevées : $I(F) = f(F)$.

La limitation du côté des champs forts, de même que les seuils du côté des champs faibles ont été analysés au paragraphe *III.2.1*, lors de la discussion sur la courbe différentielle. Nous voyons sur la figure 28 que ceci est fonction de l'énergie.

A l'examen de ces courbes, il n'apparaît aucune structure en relation avec la courbe différentielle. Ceci est dû à l'effet Stark important entraînant un recouvrement des différents seuils d'ionisation.

Après la chambre d'échange de charge, le faisceau est composé de protons i et de neutres i_o (la composante H_1^- est négligée, compte tenu de sa faible importance, de l'ordre de 1 % à ces énergies)

$$i + i_o = i^+$$

(i^+ est l'intensité du faisceau initial de protons). Le faisceau de neutres est constitué de la somme des atomes dont la distribution s'étend sur tous les niveaux d'excitation n allant de 1 à ∞. Si i_n désigne le flux d'atomes se trouvant dans l'état excité n, nous avons :

$$i_o = \sum_{n=1}^{\infty} i_n \qquad 3\text{-}2$$

Nous avons vu au paragraphe *I.2.1.2*, équation 1-67, que la distribution de population obtenue par échange de charge de protons suivait une loi en n^{-3}. Ceci est applicable directement à l'expérience si les densités de cible utilisées correspondent à des collisions uniques. Nous pouvons, dans ces conditions, écrire :

$$\sigma_n = \frac{1}{n^3} \sigma_1 \qquad 3\text{-}3$$

La section efficace d'échange de charge avec capture dans l'état fondamental n'est pas directement accessible expérimentalement ; nous la remplacerons dans l'expression ci-dessus par la section efficace totale d'échange de charge :

$$\sigma_0 = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n \qquad 3\text{-}4$$

Dans l'hypothèse où cette répartition serait respectée, nous aurions : $\sigma_0 = 1,2\ \sigma_1$. Pour l'analyse des résultats, nous admettrons que pour $n > 5,6$, la répartition en n^{-3} est suivie et la loi suivante vérifiée :

$$\frac{i_n}{i_o} = \frac{\sigma_n}{\sigma_o} = \frac{a}{n^3} \qquad 3\text{-}5$$

a est une constante caractéristique de la collision étudiée, elle dépend de la cible, de l'énergie de collision, sa valeur théorique est 1/1,2.

La valeur du champ électrique qui provoque l'ionisation du niveau n a été, d'après le modèle classique, vue au paragraphe *III.2.1* : $F_n = b.n^{-4}$. Nous avons ainsi, pour le courant relatif de protons secondaires, l'expression suivante :

$$I(F) = \sum_{n=n_F}^{\infty} \frac{i_n}{i_o} \qquad 3\text{-}6$$

La borne inférieure n_F est déterminée par l'intensité F du champ électrique.

En examinant l'allure des courbes intégrales (figure 28), et compte tenu de l'étalement des seuils d'ionisation des états Stark, nous avons fait l'hypothèse qui consiste à considérer n comme une variable continue [67]. La sommation dans l'équation 3-6 devient de ce fait une intégration sur la variable continue n :

$$I(F) = \int_{n_F}^{\infty} \frac{a}{n^3} dn$$

La borne inférieure est déterminée à partir de la relation 3-1.

$$I(F) = \frac{1}{2} b^{-1/2} a F^{1/2} \qquad 3\text{-}7$$

$$I(F) = 2.10^{-5} a F^{1/2}$$

F est en volts.cm^{-1}.

Nous aboutissons à une relation linéaire entre le signal dû aux protons secondaires et la racine du champ électrique : $\sqrt{F}$.

Nous reportons sur la figure 29 un exemple des courbes expérimentales ainsi obtenues. La linéarité de la relation reliant ces deux variables est parfaitement satisfaite expérimentalement. L'approximation que nous avons faite en assimilant n à une variable continue conduit ainsi à des résultats tout à fait conformes à l'expérience. Par ailleurs, la distribution de population en n^{-3} sur les niveaux $9 \leqslant n \leqslant 23$, que nous avons obtenue théoriquement au paragraphe *I.2.1.2*, se trouve ainsi confirmée expérimentalement.

A partir de la pente des courbes $I(F) = 2.10^{-5} a F^{1/2}$, nous pouvons déterminer la valeur du paramètre a. Les valeurs que nous avons obtenues sont présentées dans les tableaux VII et VIII ainsi que sur les figures 30 à 37. Lorsque d'autres données existent, aussi bien théoriques qu'expérimentales, avec lesquelles une confrontation est possible, nous les avons également figurées.

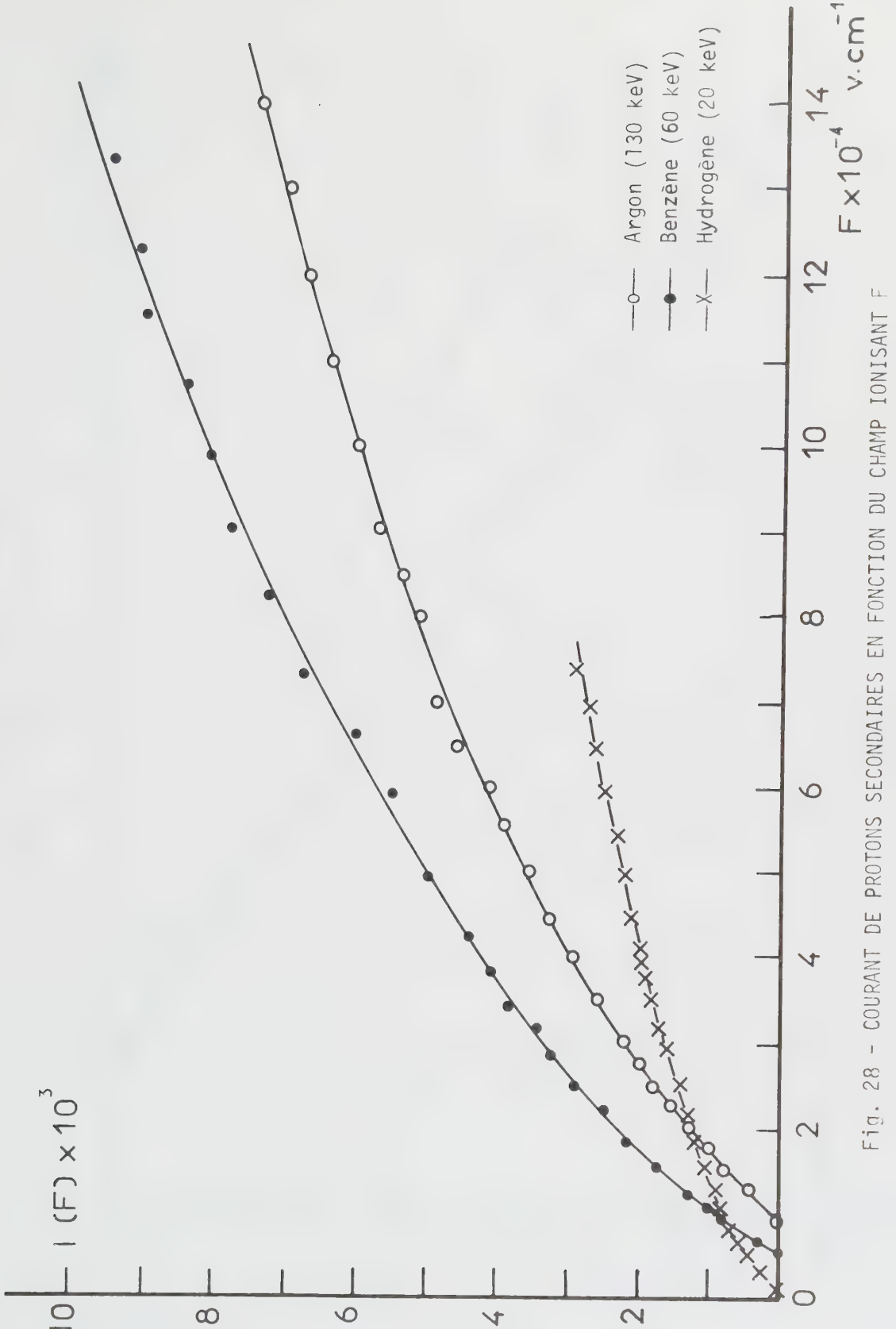


Fig. 28 - COURANT DE PROTONS SECONDAIRES EN FONCTION DU CHAMP IONISANT F

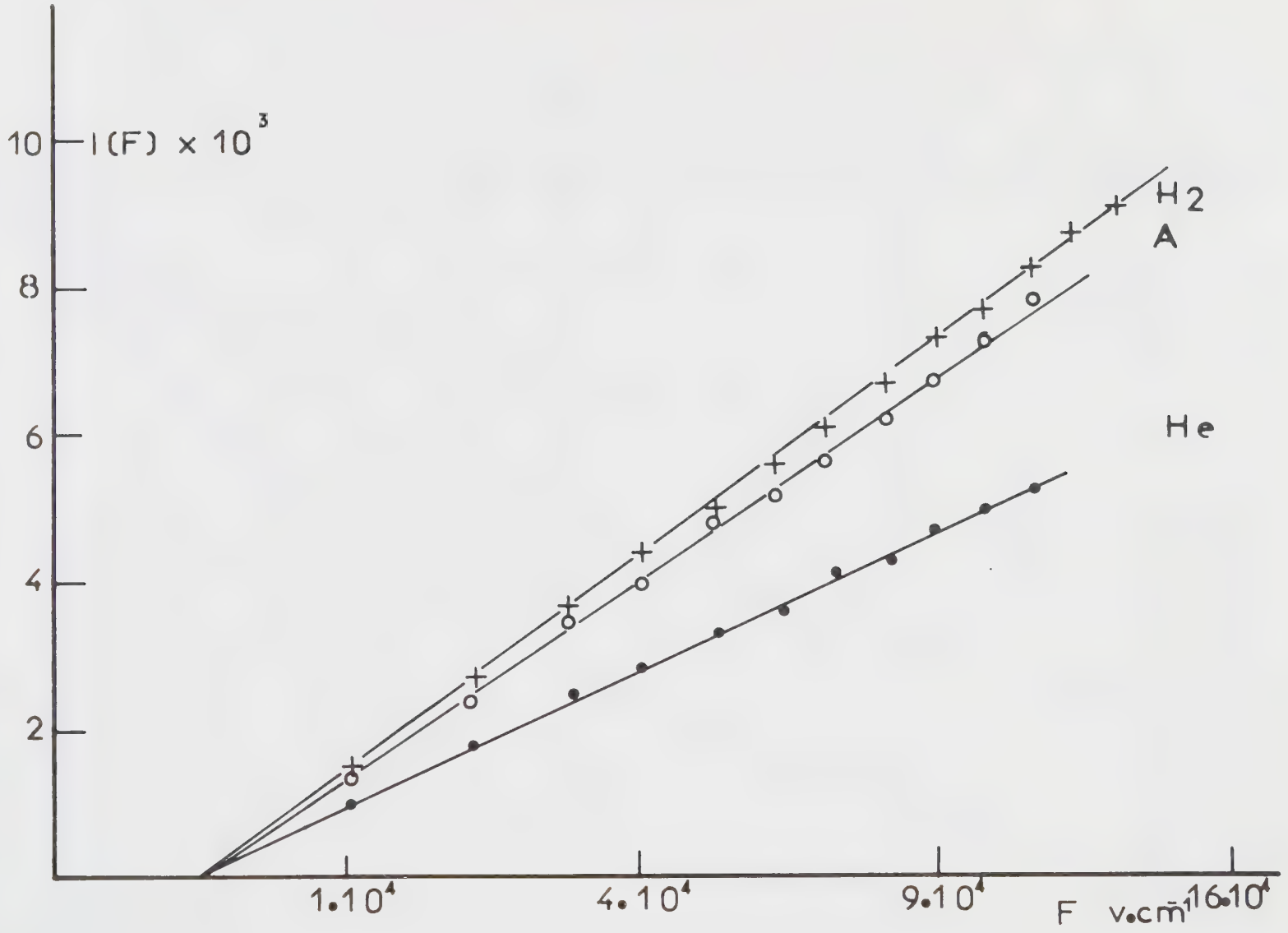


FIG. 29 - COURANT DE PROTONS SECONDAIRES EN FONCTION DE $F^{1/2}$,
F ETANT LE CHAMP IONISANT

III.3.2.1 - Hélium (tableau VII, figure 30).

Les seules données expérimentales existantes sont celles de IL'IN et col. [67]. Excepté leur valeur obtenue à 60 keV, l'accord par ailleurs est excellent.

La capture dans l'état excité n = 11 a également été étudiée par HISKES [33]. Les résultats sont exprimés sous forme de rapport de capture par le niveau n = 11, $R_{(11)}$, équation 1-78.

Il est possible d'en extraire une quantité directement comparable à l'expérience en négligeant les atomes se trouvant dans les niveaux n > 11. Nous avons ainsi : $a = R_{(11)} \times (11)^3$. Il apparaît que si l'allure générale est très bien décrite par la théorie, les valeurs absolues sont surestimées d'un facteur 3/2.

III.3.2.2 - Néon (tableau VII, figure 31).

Les données expérimentales, ici plus nombreuses, sont obtenues par des méthodes différentes. BERKNER et col. [69] ont étudié le niveau n = 6 par comptage des photons Balmer émis au cours de la déexcitation radiative. Leurs valeurs données pour n = 6 sont multipliées par $(6)^3$, la distribution en n^{-3} étant supposée valable jusqu'à ce niveau. Compte tenu des méthodes d'étude des états excités, foncièrement différentes, on peut admettre que l'accord est tout à fait convenable, sauf à E = 30 keV.

RIVIERE [65], par la méthode décrite en *III.3.1.1*, a évalué la population relative du niveau n = 11. Nous multiplions celle-ci par $(11)^3$ afin de pouvoir comparer les données. Excepté à 60 keV, l'accord est satisfaisant.

Nos résultats concordent très bien avec ceux de IL'IN et col. [67]. Les valeurs théoriques obtenues par HISKES [33] concordent de façon très satisfaisante avec les valeurs expérimentales au-dessus de 25 keV.

III.3.2.3 - Argon (tableau VII, figure 32).

Les seules données, avec lesquelles la comparaison est possible, sont celles de IL'IN et col. [67]. Nous voyons qu'au-dessous de 30 keV et à partir de

E keV	He	Ne	Ar	Kr	Xe
20	0,375	0,5	0,65	0,95	1,15
30	0,6	0,85	0,9	1,2	1,5
40	0,825	0,925	1,1	1,5	1,8
50	0,9	0,925	1,3	1,55	1,9
60	0,95	0,95	1,35	1,5	1,8
70	0,95	0,97	1,35	1,5	1,85
80	0,95	0,96	1,3	1,65	1,95
90	0,95	0,96	1,25		
100			1,2	1,8	2
110		0,9			
120	1			1,9	2
130		1,03	1,3		
140	1,1			2	2,05
150	1,1	1,1	1,4		

Tableau VII - VALEURS DU PARAMETRE a OBTENUES AVEC DES CIBLES DE GAZ RARES, POUR DIFFERENTES VALEURS DE L'ENERGIE DES PROTONS

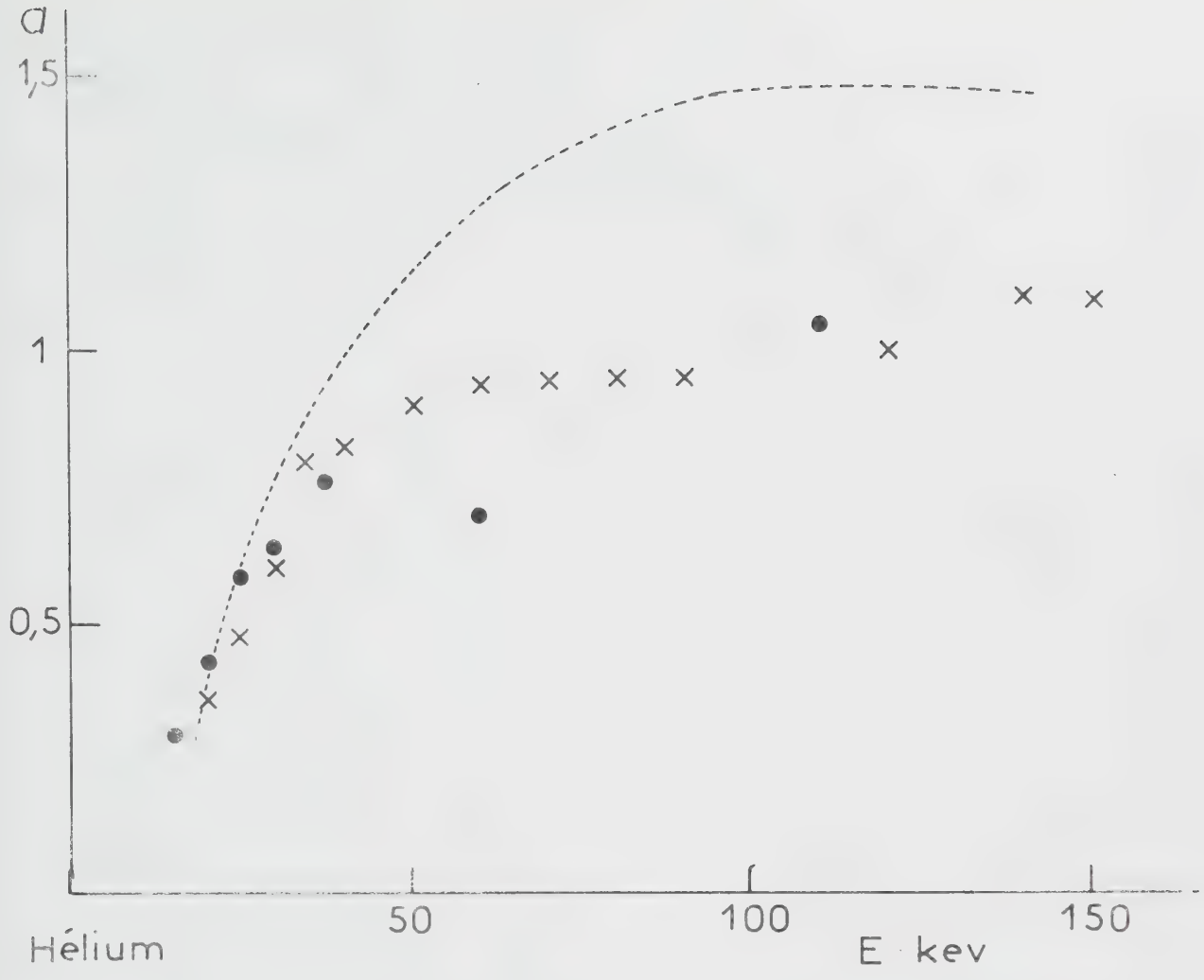


Fig. 30 - VALEURS DU PARAMETRE a EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION

Résultats théoriques, HISKES [33]

..... Interaction avant la collision

Résultats expérimentaux

• IL'IN [67]

X Nos valeurs

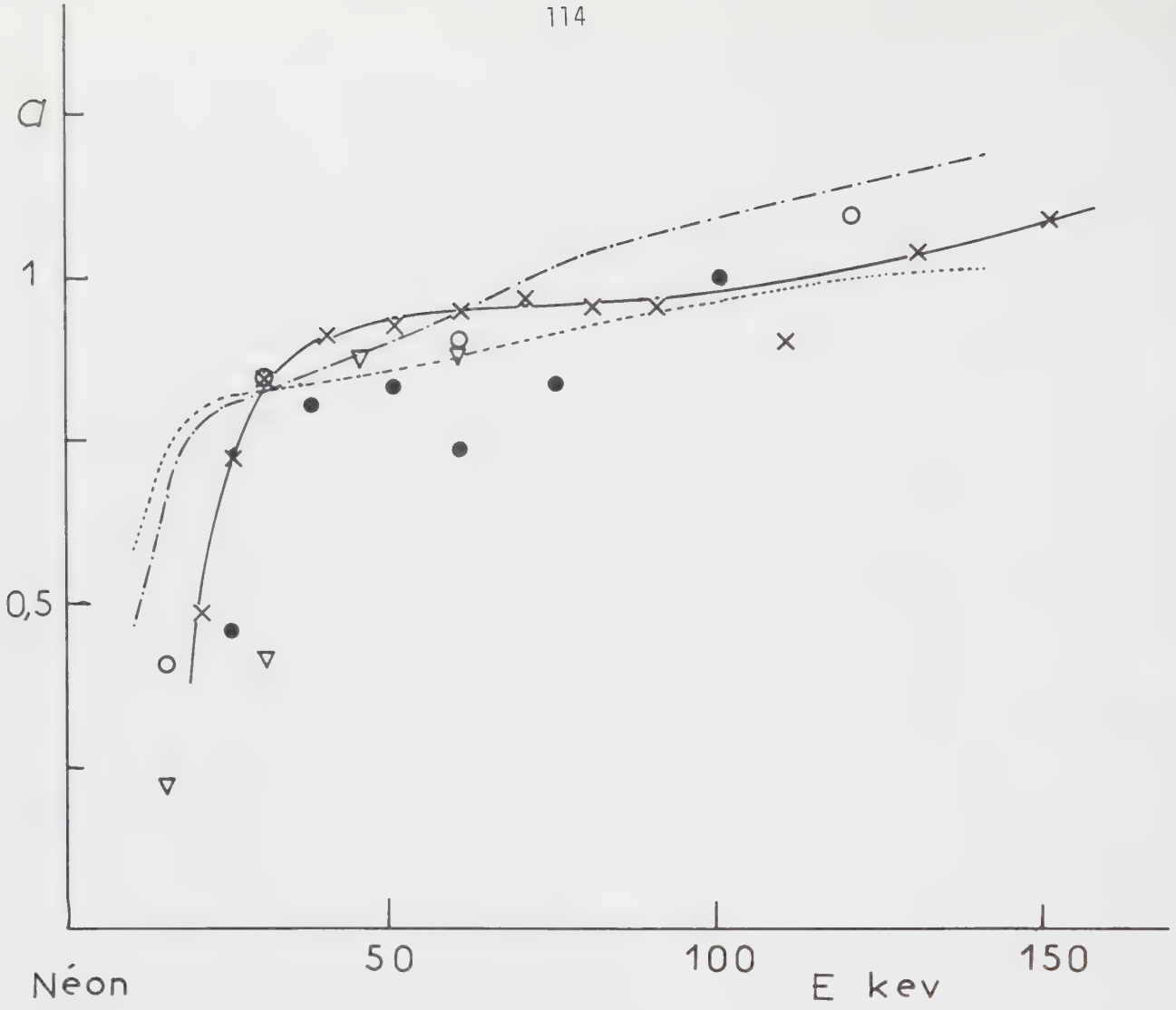


Fig. 31 - VALEURS DU PARAMETRE a EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION

Résultats théoriques, HISKES [33]

..... Interaction avant la collision

—·—·— Interaction après la collision

Résultats expérimentaux

● RIVIERE [65] (n = 11)

o IL'IN [67]

▽ BERKNER [69] (n = 6)

—X— Nos valeurs

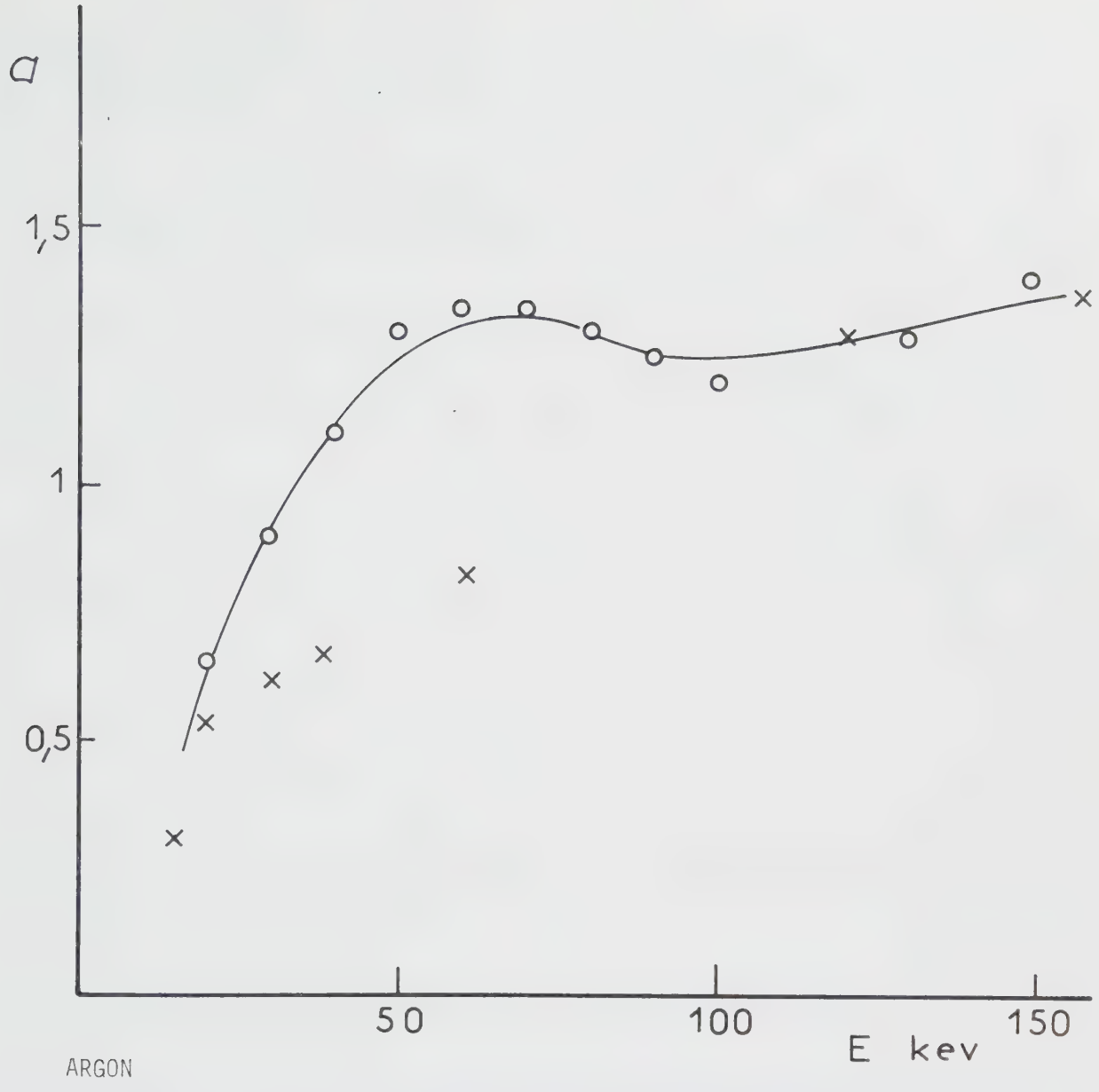


Fig. 32 - VALEURS DU PARAMETRE a EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION.

X IL'IN et col. [67]

—o— Nos valeurs

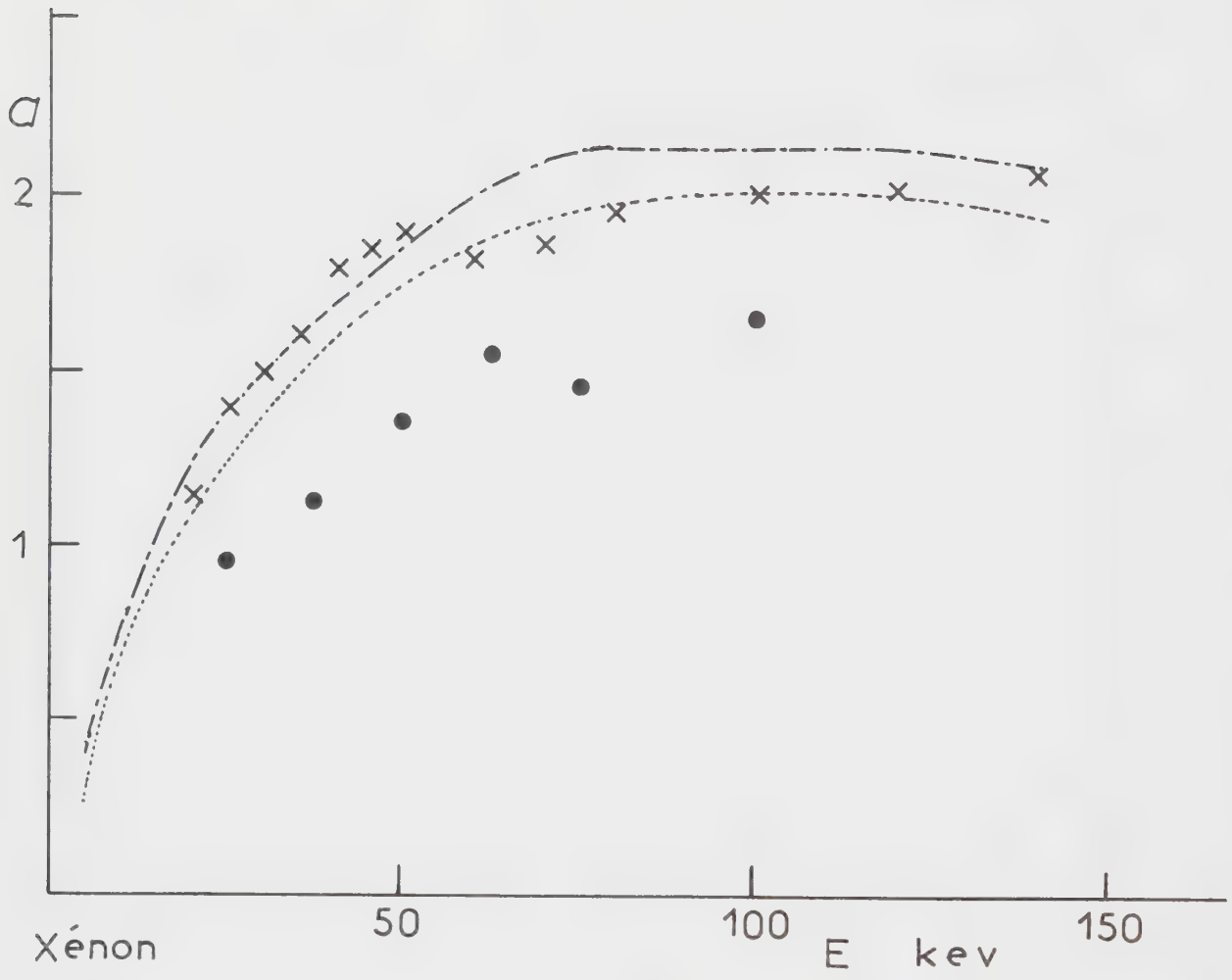


Fig. 33 - VALEURS DU PARAMETRE a EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION

Résultats théoriques HISKES [33]

..... Interaction avant la collision

—·—·— Interaction après la collision

Résultats expérimentaux

• RIVIERE [65] (n = 11)

X Nos valeurs

de 20 keV, les résultats s'accordent. Par contre, vers 50-60 keV, la divergence peut être considérée comme dépassant les incertitudes expérimentales.

III.3.2.4 - Krypton (tableau VII).

Il n'existe pas d'autres résultats.

III.3.2.5 - Xénon (tableau VII, figure 33).

Les seules données expérimentales existantes sont celles obtenues par RIVIERE [65] pour le niveau n = 11. Il apparaît une différence qui semble systématique.

Une étude théorique de la cible de xénon a été effectuée par HISKES [33] dans les deux formes d'interaction. L'accord avec nos résultats apparaît excellent dans toute la gamme d'énergie.

III.3.2.6 - Hydrogène moléculaire (tableau VIII, figure 34).

D'autres études ont été effectuées avec cette cible.

Les valeurs de RIVIERE et col. [68], obtenues pour le niveau n = 14, ont été multipliées par $(14)^3$. Aux énergies de collision entre 50 et 100 keV, elles apparaissent de façon systématique plus élevées que les nôtres. A plus basse énergie, l'accord est bon. Il en est de même avec les valeurs expérimentales obtenues par d'autres auteurs : celles de IL'IN et col. [63], excepté à 60 keV, et plus particulièrement celles de McFARLAND et col. [70] qui prolongent la gamme vers de plus faibles énergies.

Nous avons également figuré les valeurs théoriques déduites des résultats de MAY et LODGE [71]. Les calculs ont été faits en utilisant comme cible l'hydrogène atomique, avec les approximations décrites dans les paragraphes *I.1* et *I.2*. Nous avons supposé, en outre, que $\sigma_0 = 1,2\ \sigma_1$. Les valeurs ainsi obtenues à partir de l'hydrogène atomique divergent d'avec les valeurs expérimentales. On peut néanmoins en retenir que la population relative en état d'excitation élevée, d'une part, semble atteindre un maximum pour une énergie de collision de 50 à 60 keV, d'autre part chute aux faibles énergies de collision, ceci en accord avec l'expérience.

III.3.2.7 - Azote, oxygène, ammoniac (tableau VIII, figure 35).

La recharge sur l'azote a été étudiée par McFARLAND et col. [70]. Ces auteurs ont déterminé la valeur du paramètre a pour des énergies allant de 5 à 30 keV.

L'accord avec nos résultats est excellent là où les gammes d'énergie se recouvrent.

Il n'existe qu'une valeur du paramètre a à 5 keV pour l'ammoniac, obtenue par ces mêmes auteurs.

Il n'existe pas d'autres résultats obtenus avec l'oxygène comme gaz cible.

Il apparaît, par ailleurs, à l'examen de la figure 35, pour ces trois gaz moléculaires, que l'efficacité de recharge dans les niveaux $n \geqslant 9$, qui est caractérisée par le paramètre a, s'accroît dans le sens $N_2 < O_2 < NH_3$. On peut relier ceci à l'énergie de liaison dans la cible, de l'électron échangé, qui est respectivement :

N_2 : 15,51 eV ; O_2 : 12,5 eV ; NH_3 : 11,2 eV

Afin de pouvoir effectuer une comparaison analogue entre les cibles constituées de gaz rares, nous avons reporté les valeurs obtenues sur un même graphique (figure 36). Les énergies de liaison des électrons des couches externes sont :

He : 24,46 eV ; Ne : 21,47 eV ; Ar : 15,68 eV
Kr : 13,93 eV ; Xe : 12,08 eV.

Il apparaît que les valeurs obtenues pour a vont en augmentant lorsque l'on passe de l'hélium au xénon comme cible. Les valeurs obtenues avec l'hélium et le néon sont similaires, l'énergie de liaison des électrons externes étant importante dans ces deux cas.

III.3.2.8 - Cibles constituées de molécules organiques : acétylène et benzène (tableau VIII, figure 37).

Nous avons pensé que les cibles contenant des électrons faiblement liés

E keV	H_2	O_2	N_2	NH_3	C_2H_2	C_6H_6
20	0,575	0,7	0,5	1	0,8	0,9
30	0,8	1,1	0,75	1,3	1	1,2
40	1,15	1,2	1	1,35	1,35	1,45
50	1,3	1,25	1,075	1,5	1,65	1,7
60	1,4	1,25	1,1	1,5	1,7	1,45
70	1,5	1,3	1	1,6	1,6	1,3
80	1,35		0,9	1,5		
90	1,35	1,15		1,6	1,4	1,4
100			1,15			
110		1		1,65		1,4
120	1,3		1,25		1,5	
130		1,20		1,6		1,6
140						
150	1,4	1,25	1,3	1,65	1,5	1,6

Tableau VIII - VALEURS DU PARAMETRE α OBTENUES AVEC DES CIBLES MOLECULAIRES POUR DIFFERENTES VALEURS DE L'ENERGIE DES PROTONS

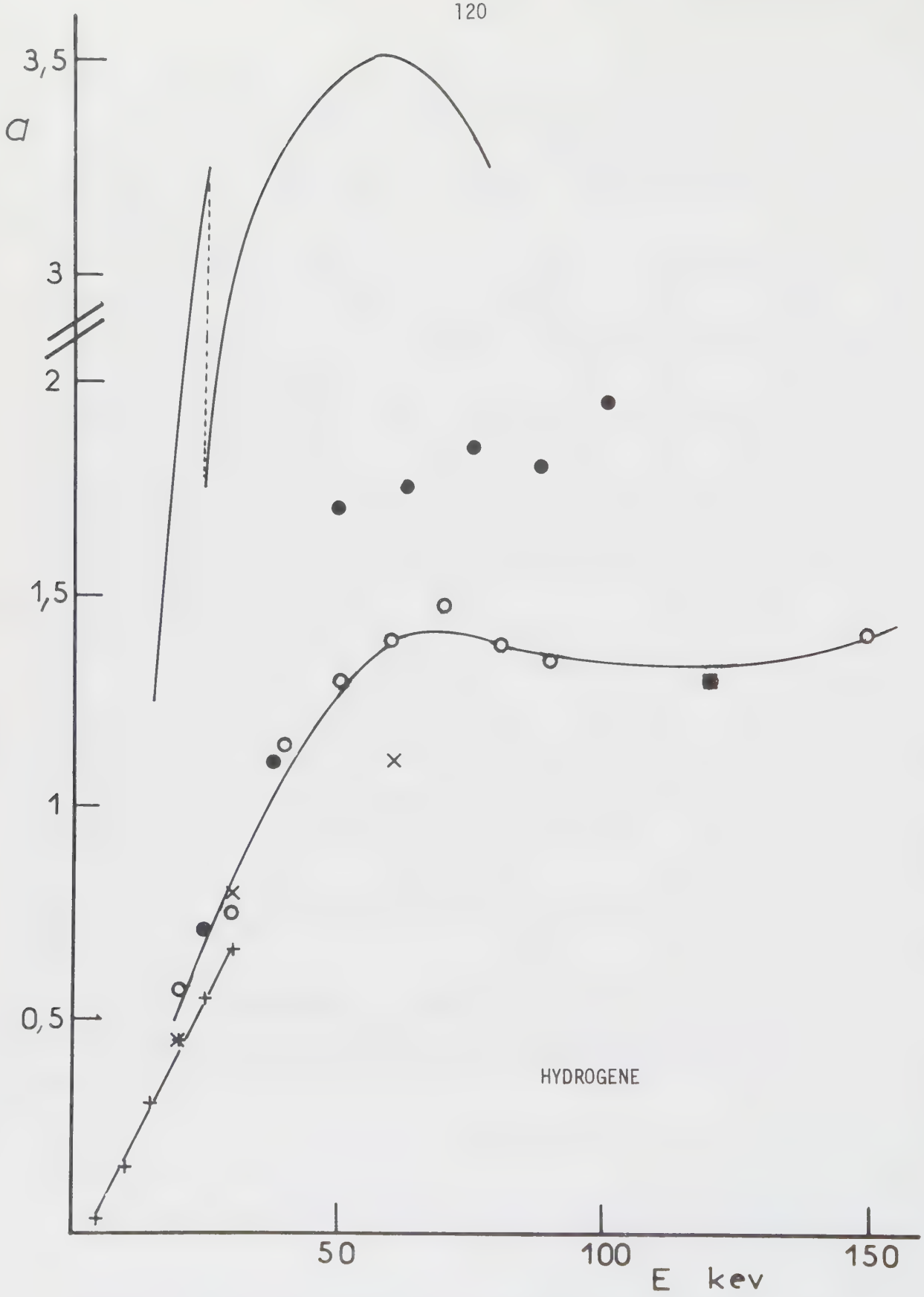


Fig. 34 - VALEURS DU PARAMETRE a EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION.

—— MAY et LODGE (théorique) [71] —+— McFARLAND et FUTCH [70]
X IL'IN et col. [63] ● RIVIERE et SWEETMAN [68]
—o— Nos valeurs

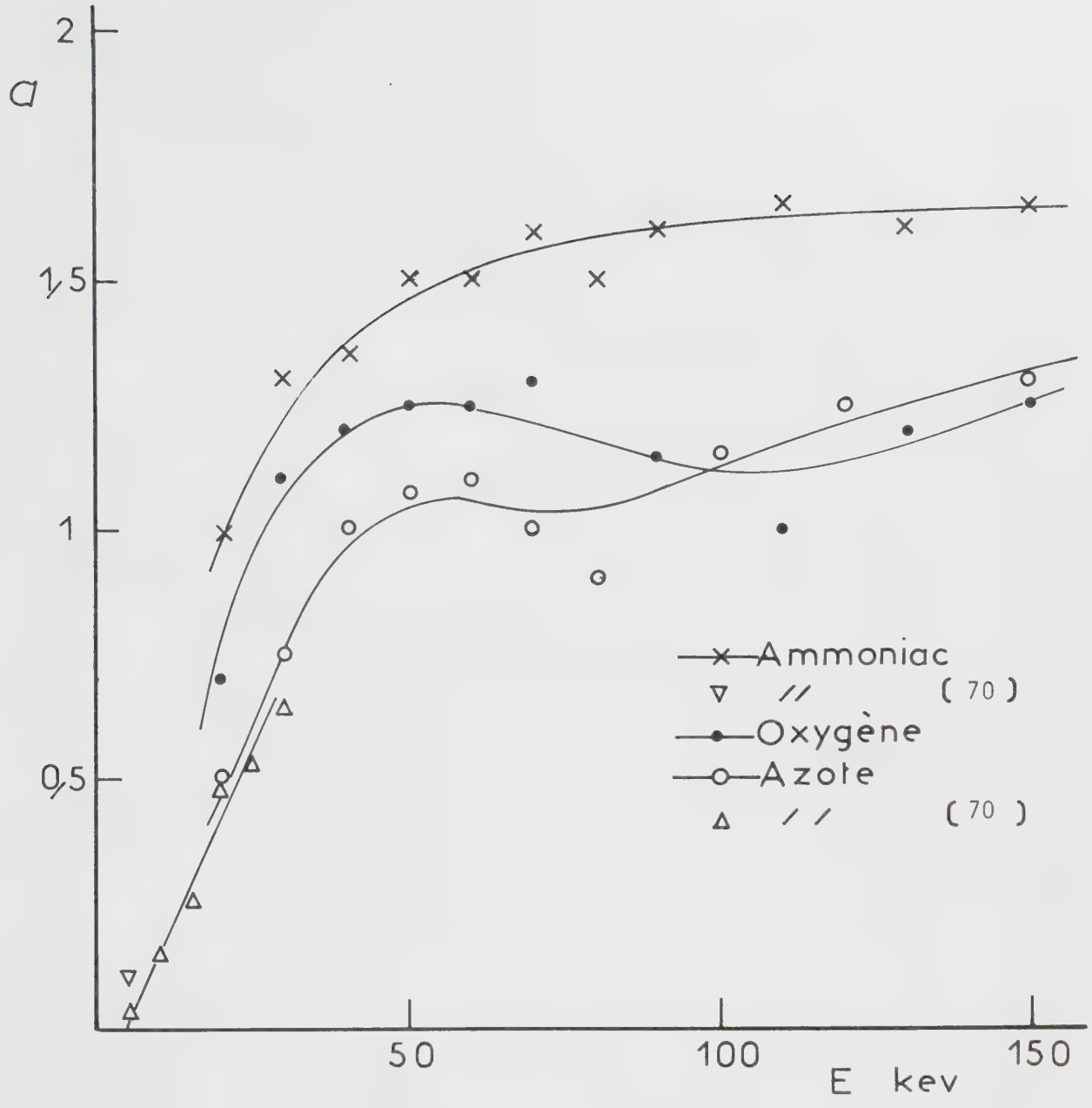


Fig. 35 - VALEURS DU PARAMETRE a EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION

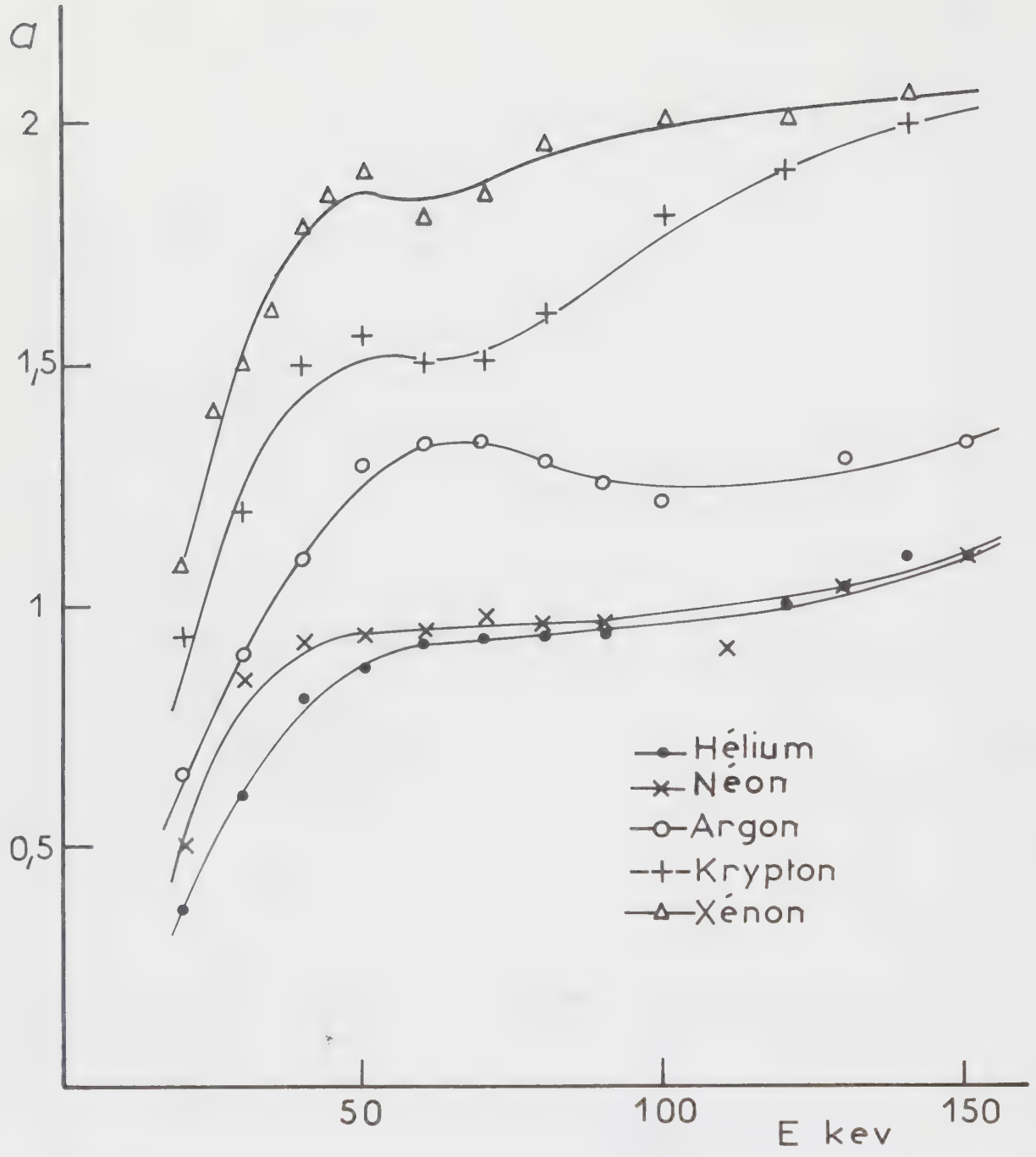


Fig. 36 - VARIATION DU PARAMETRE *a* EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION.

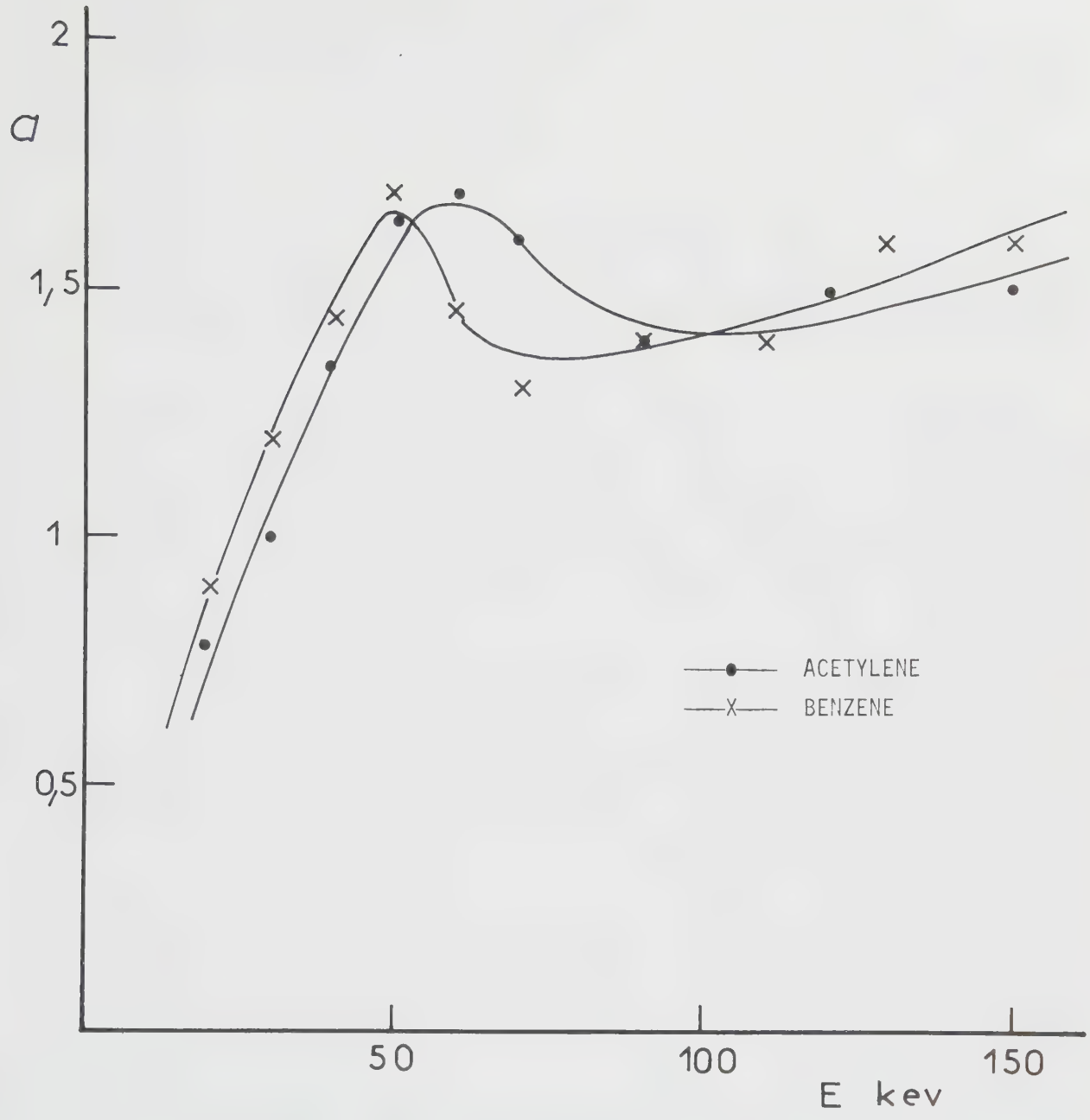


Fig. 37 - VALEURS DU PARAMETRE a EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION

pouvaient présenter des caractéristiques intéressantes. A cet effet, nous avons étudié l'échange de charge sur deux molécules organiques présentant des électrons π faiblement liés :

$$C_2H_2 : 11,6 \text{ eV} \quad ; \quad C_6H_6 : 9,6 \text{ eV}$$

Les valeurs obtenues n'indiquent pas de différences essentielles avec les résultats précédents, si ce n'est l'existence d'une énergie optimum située vers 50 et 60 keV où la population relative présente un maximum.

A l'examen de ces résultats, il apparaît qu'au-dessous de 50 keV, lorsque l'énergie diminue, la population relative dans les états excités $n \geqslant 9$ décroît ; il y a accord entre les résultats théoriques et expérimentaux. Aux énergies supérieures à 50 keV, il y a peu de variation et les valeurs obtenues pour a dépendent de l'énergie de liaison des électrons externes de la cible.

III.3.3 - SECTION EFFICACE DE RECHARGE DANS L'ETAT n.

Nous avons obtenu son expression théorique au paragraphe *I.2.1.2*, équation 1-67. Expérimentalement, il est possible de la déterminer à partir de l'équation 3-5 , le paramètre a étant connu, de même que la section efficace totale d'échange de charge

Des résultats théoriques ont été obtenus par NIKOLAEV [36]. Les approximations effectuées ainsi que la méthode empirique utilisée pour ajuster les valeurs théoriques aux valeurs expérimentales ont été vues au paragraphe *I.2.2.*

Nous représentons, sur les figures 38 à 41, nos valeurs expérimentales ainsi que les résultats théoriques pour les cibles He, Ne, Ar, H_2 et N_2. Au lieu de σ_n, la quantité $n^3\sigma_n$, indépendante de n, a été représentée.

Aux valeurs supérieures de la gamme d'énergie explorée, les résultats théoriques et expérimentaux concordent. L'accord reste convenable pour l'hélium et le néon aux énergies plus basses. Par contre, dans le cas de l'argon,

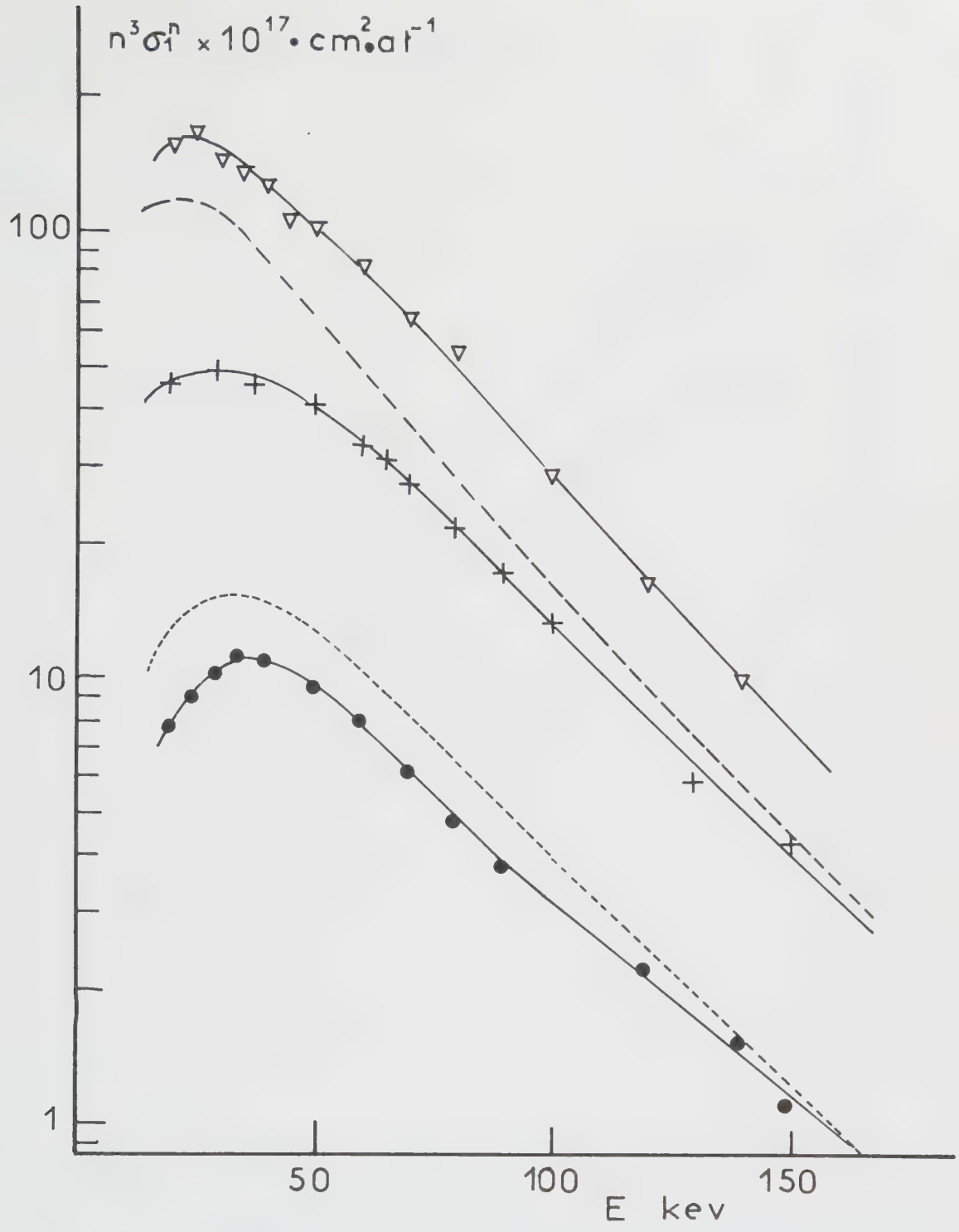


Fig. 38 - SECTION EFFICACE DE CAPTURE DANS L'ETAT EXCITE n
EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION

Résultats théoriques [36]
------- Hélium
— — — Argon

Nos valeurs
—●— Hélium
—+— Argon
—▽— Xénon

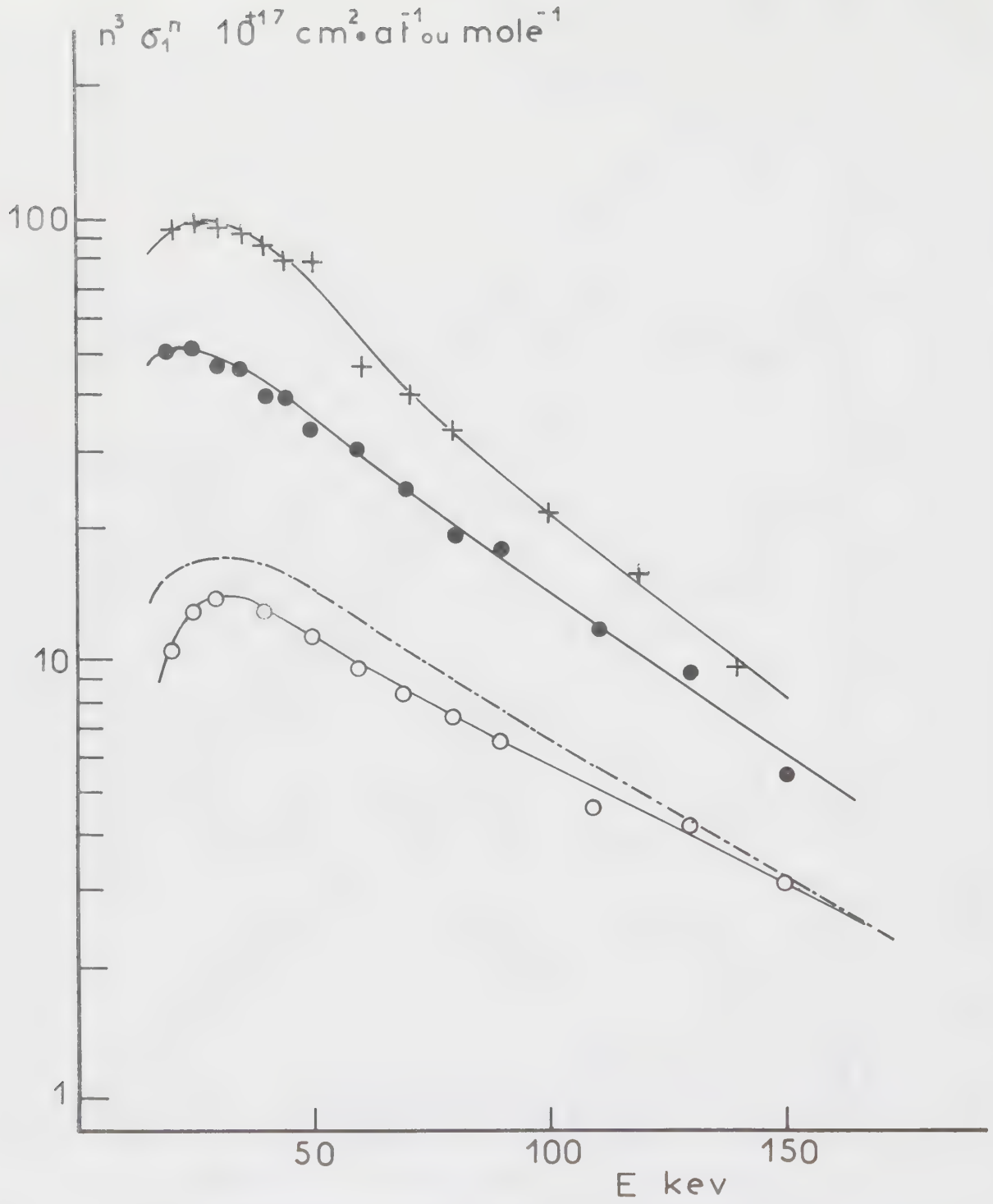


Fig. 39 - SECTION EFFICACE DE CAPTURE DANS L'ETAT EXCITE n
EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION

Résultats théoriques [36]

—·—·— Néon

Nos valeurs

—o— Néon —●— Ammoniac —+— Krypton

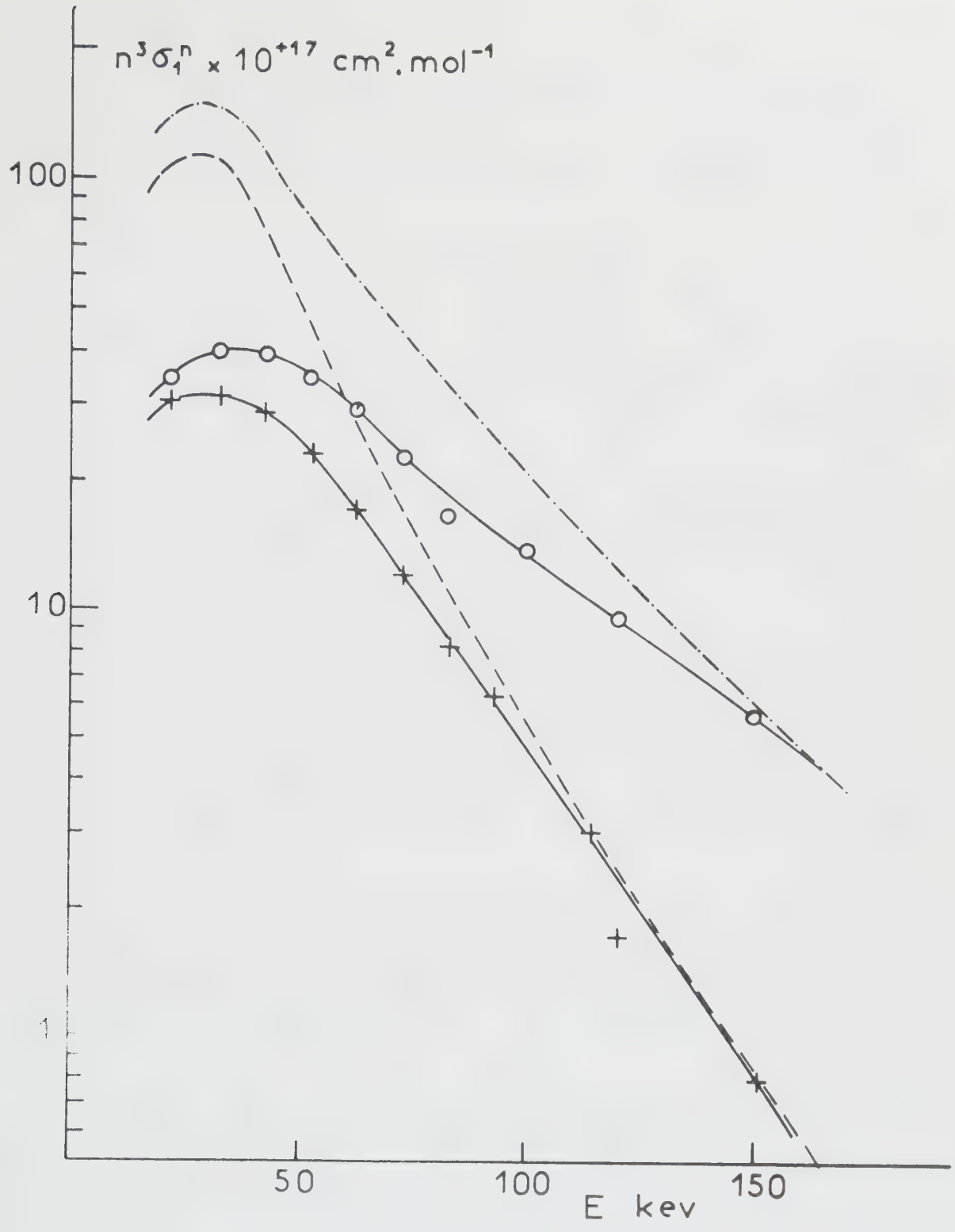


Fig. 40 - SECTION EFFICACE DE CAPTURE DANS L'ETAT EXCITE n
EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION

Résultats théoriques [36]

— — — — Hydrogène

— · — · — Azote

Nos valeurs

–+– Hydrogène

–o– Azote

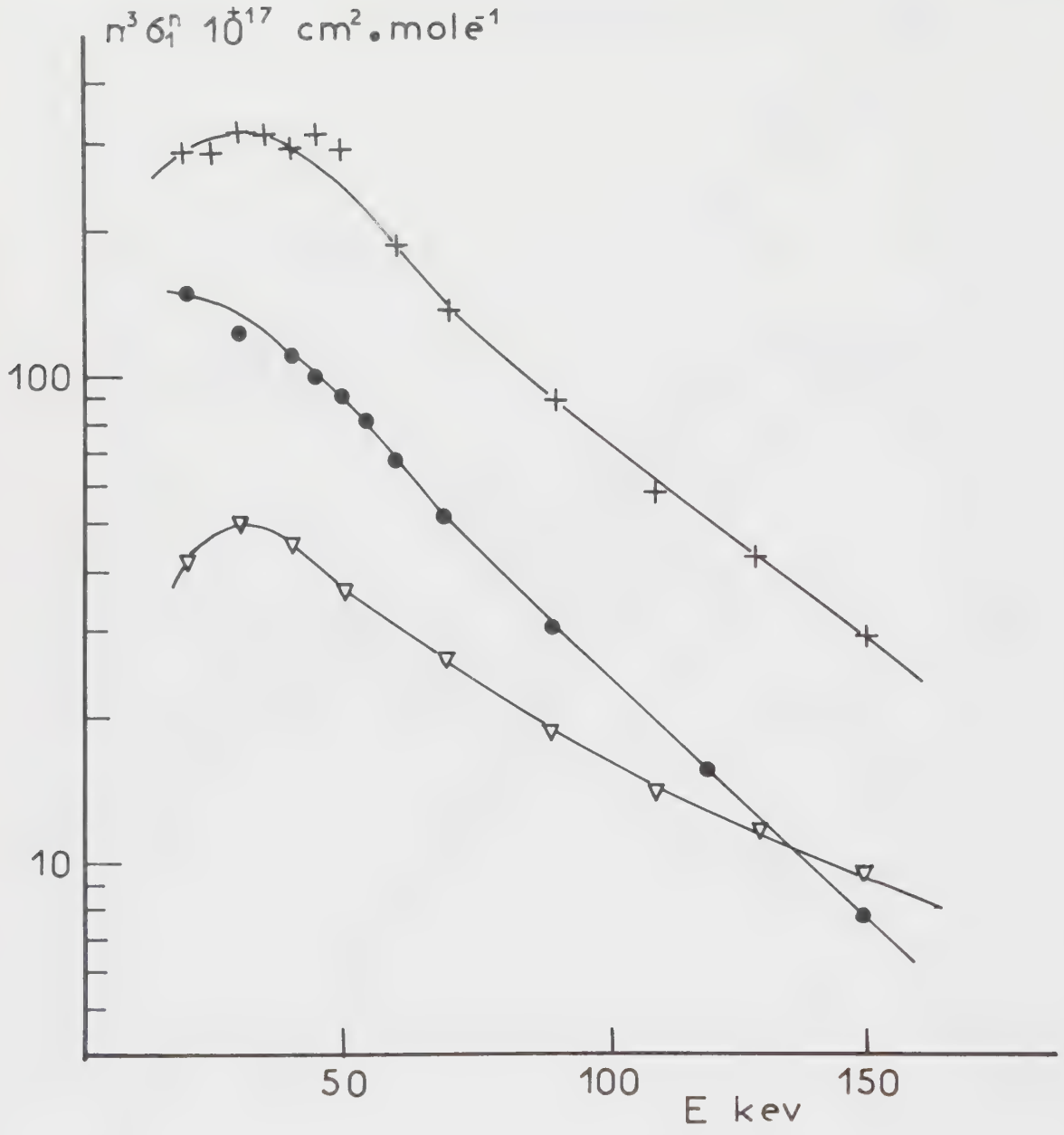


Fig. 41 - SECTION EFFICACE DE CAPTURE DANS L'ETAT EXCITE n EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION

—▽— Oxygène
—●— Acétylène
—+— Benzène

l'hydrogène et l'azote, les valeurs théoriques surestiment les valeurs expérimentales. La relation empirique déterminée par NIKOLAEV [36], applicable à la section efficace totale d'échange de charge, semble ne pas convenir pour les états excités.

A l'examen des courbes représentant $n^3\sigma_n$ en fonction de l'énergie de collision, on peut noter que l'énergie à laquelle apparaît le maximum de la section efficace de capture dans l'état n est plus élevée que pour la section efficace totale de recharge. Cette remarque est valable pour toutes les cibles utilisées, ceci étant relié au fait que a(E) est une fonction rapidement croissante pour $E < 50$ keV.

Ce déplacement de la position du maximum dans la section efficace vers les hautes énergies a également été mis en évidence pour la capture dans l'état métastable 2s, par BAYFIELD [45] [52], sur les cibles d'hydrogène moléculaire et d'hydrogène atomique.

Lorsque la quantité d'énergie ΔE, transférée au cours d'une collision inélastique entre un proton et un atome, est faible devant l'énergie de liaison de l'électron dans la cible V_1, l'hypothèse adiabatique de MASSEY [72] est applicable. Elle prévoit que le maximum de la section efficace apparaît lorsque le proton est animé de la vitesse $v_m \simeq \alpha\ \Delta E/\hbar$, où α est une constante ne dépendant que du processus envisagé et ne dépendant pas des particules engendrant la collision.

Lorsque la capture se fait dans un état excité faiblement lié, nous avons $V_i \gg V_f$ (V_f étant l'énergie de liaison de l'électron autour du proton), et $\Delta E \simeq V_i$. Le problème a été étudié par DRUKAREV [73] sur la base de l'approximation de Born. La vitesse v_m pour laquelle la section efficace est maximum est trouvée être, dans ce cas, proportionnelle à $\Delta E^{1/2} \simeq V_1^{1/2}$.

Sur la figure 42, nous avons indiqué les énergies E_{max} d'apparition du maximum des courbes $n^3\sigma_n$ en fonction des énergies de liaison des électrons externes des cibles. Nous avons également figuré les valeurs obtenues par OPARIN et col. [74] sur les cibles métalliques Ca, Mg, Cd, Zn. On peut admettre une proportionnalité entre E_{max} et V_1 ou ce qui est équivalent entre v_m et $V_1^{1/2}$. Il apparaît d'autre part que v_m, vitesse du proton au maximum de la section efficace de cap-

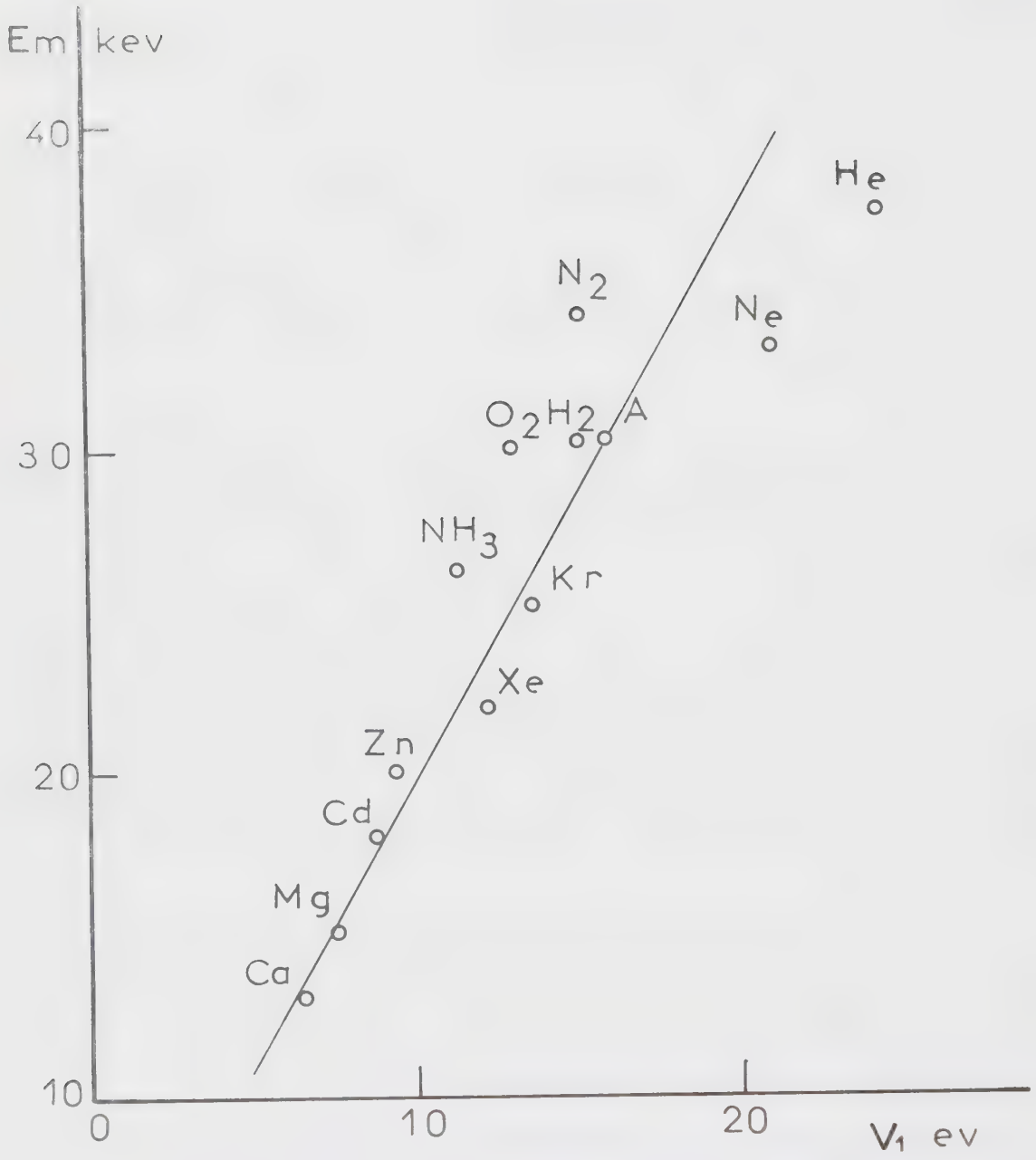


Fig. 42 - ENERGIE DES PROTONS E_m CORRESPONDANT AU MAXIMUM DE $n^3\sigma_1 n$ EN FONCTION DE L'ENERGIE DE LIAISON DES ELECTRONS EXTERNES DE LA CIBLE V_1

ture dans un état faiblement lié, correspond à la vitesse moyenne de l'électron échangé sur son orbite initiale dans la cible, c'est-à-dire que l'énergie à laquelle se situe le maximum de σ_n est m_p/m_e fois le potentiel d'ionisation de la cible (m_p et m_e sont respectivement les masses du proton et de l'électron).

Exemple : krypton $V_1 = 13,93$ eV ; $E_{max} \simeq 25$ keV

III.3.4 - ETUDE DE L'EFFET DES COLLISIONS MULTIPLES SUR LA POPULATION DES ETATS EXCITES $n \geqslant 9$.

Nous avons, jusqu'à présent, étudié le processus de capture d'électron dans les états excités. Les densités de cibles utilisées étaient telles que les processus secondaires pouvaient être négligés. Nous avons vu l'influence de la vitesse relative des particules ainsi que de la nature de la cible. Nous allons, dans cette partie, voir l'influence des interactions successives sur la population relative en état d'excitation élevée. Les études ont été menées dans deux voies différentes :

- D'une part, nous avons suivi l'évolution de la composition du faisceau lorsque la densité de cible était accrue.

- D'autre part, avec des densités de cibles entraînant l'équilibre dans la charge du faisceau, nous avons étudié la fraction se trouvant en état d'excitation élevée, ceci pour différentes cibles et à l'intérieur de la gamme d'énergie permise par notre appareillage. A partir de ces données à l'équilibre, nous avons évalué la section efficace d'ionisation de l'état excité n.

Par ailleurs, nous avons déterminé la fraction du faisceau initial de protons, neutralisée dans les états excités susceptibles de subir l'ionisation de Lorentz.

III.3.4.1 - Etude de l'influence de la densité de la cible.

Lorsque la densité de particules cibles augmente, les projectiles subissent plusieurs interactions successives. Le faisceau est composé uniquement de protons quand il pénètre dans la chambre. La capture d'électrons se fait sur

tous les états excités. Les interactions suivantes auront pour effet un mixage des différentes composantes : excitation, déexcitation, cascade entre niveaux voisins, ionisation, etc... Les processus de dépeuplement influeront donc sur l'état final du faisceau d'atomes, et en particulier l'ionisation directe.

Le moment moyen de l'électron sur son orbite n est $\hbar/na_o$. Ainsi, tout processus de diffusion au cours duquel le moment de l'électron variera d'une quantité supérieure ou égale à $\hbar/na_o$, le libèrera du proton. Or, au cours de la diffusion d'électrons, les collisions avec variation du moment d'une quantité inférieure ou égale à $\hbar/na_o$ sont peu nombreuses [5]. La section efficace d'ionisation paraît être indépendante du niveau n.

On constate expérimentalement que la distribution de population en n^{-3} est conservée dans les cibles épaisses, du moins pour les valeurs de n accessibles par l'ionisation de Lorentz, ceci étant vérifié par la linéarité de la relation reliant I(F) et $F^{1/2}$.

En première approximation, on peut considérer le faisceau comme un système à deux composantes : i désignant la composante proton et i_1 la composante neutre. On néglige ainsi la composante négative et la fraction excitée. L'évolution du système en fonction de la densité cible est régie par les deux équations :

$$\frac{di}{d\pi} = - i\,\sigma_{i1} + i_1\,\sigma_{1i}$$

$$\frac{di_1}{d\pi} = + i\,\sigma_{i1} - i_1\,\sigma_{1i} \qquad 3\text{-}8$$

L'évolution de la composante excitée dans l'état n est décrite par l'équation :

$$\frac{di_n}{d\pi} = i\,\sigma_n - i_n\,\sigma_{ni} + \sum_{n' \neq n} (i_{n'}\,\sigma_{n'n} - i_n\,\sigma_{nn'}) \qquad 3\text{-}9$$

σ_{ni} : section efficace d'ionisation des états n,

$\sigma_{nn'}$: section efficace de collision inélastique au cours de laquelle l'état d'excitation varie.

Les processus $n \rightarrow n'$ et $n' \rightarrow n$ tendent à se neutraliser. On peut faire l'approximation du système à trois états : composante protons i, composante neutre à l'état fondamental i_1 et composante excitée i_n. L'évolution de la composante excitée est ainsi régie par l'équation :

$$\frac{di_n}{d\pi} = i\,\sigma_n + i_1\,\sigma_{1n} - i_n(\sigma_{n1} + \sigma_{ni}) \qquad 3\text{-}10$$

Le traitement général d'un système à trois composantes a été effectué par ALLISON [75]. BERKNER et col. [76] ont analysé numériquement l'évolution, en fonction de la densité π, de ce système simplifié à trois composantes. Ils ont mis en évidence l'existence d'une densité de cible intermédiaire π_m pour laquelle la quantité d'atomes excités dans le faisceau passait par un maximum avant d'atteindre une valeur d'équilibre pour la densité π_∞. Ils ont analysé cinq gaz cibles à partir des données expérimentales disponibles : H_2, He, Ne, Ar, Xe. Les résultats obtenus à partir de ce modèle prévoient un maximum pouvant atteindre 1,5 fois la valeur d'équilibre pour des énergies comprises entre 25 et 75 keV.

Pour les cibles suivantes : H_2, NH_3, Ar, Kr, Xe, nous avons étudié expérimentalement l'évolution de la population des états excités en faisant varier la densité de la cible.

Sur la figure 43, nous avons reporté la quantité $n^3 i_n/i_o$ représentant la fraction du faisceau de neutres dans les états excités : nous observons une variation uniforme de la région de cible mince au palier d'équilibre. On peut noter qu'en allant du xénon à l'hydrogène comme cible, la densité nécessaire pour assurer l'équilibre varie d'un ordre de grandeur, en fonction de l'importance de la section efficace de recharge. On peut également remarquer que le passage des cibles minces aux cibles épaisses entraîne une diminution de la population relative des états excités d'environ 30 à 40 % : les différentes cibles donnent alors des résultats similaires.

Lorsque l'énergie des protons est plus basse, McFARLAND et col. [77] ont constaté récemment que l'effet des collisions multiples sur l'hydrogène moléculaire comme cible est inversé. A 5 keV, leurs résultats montrent une augmentation de la population relative des états excités $n^3 i_n/i_o$. A 10 keV, l'effet

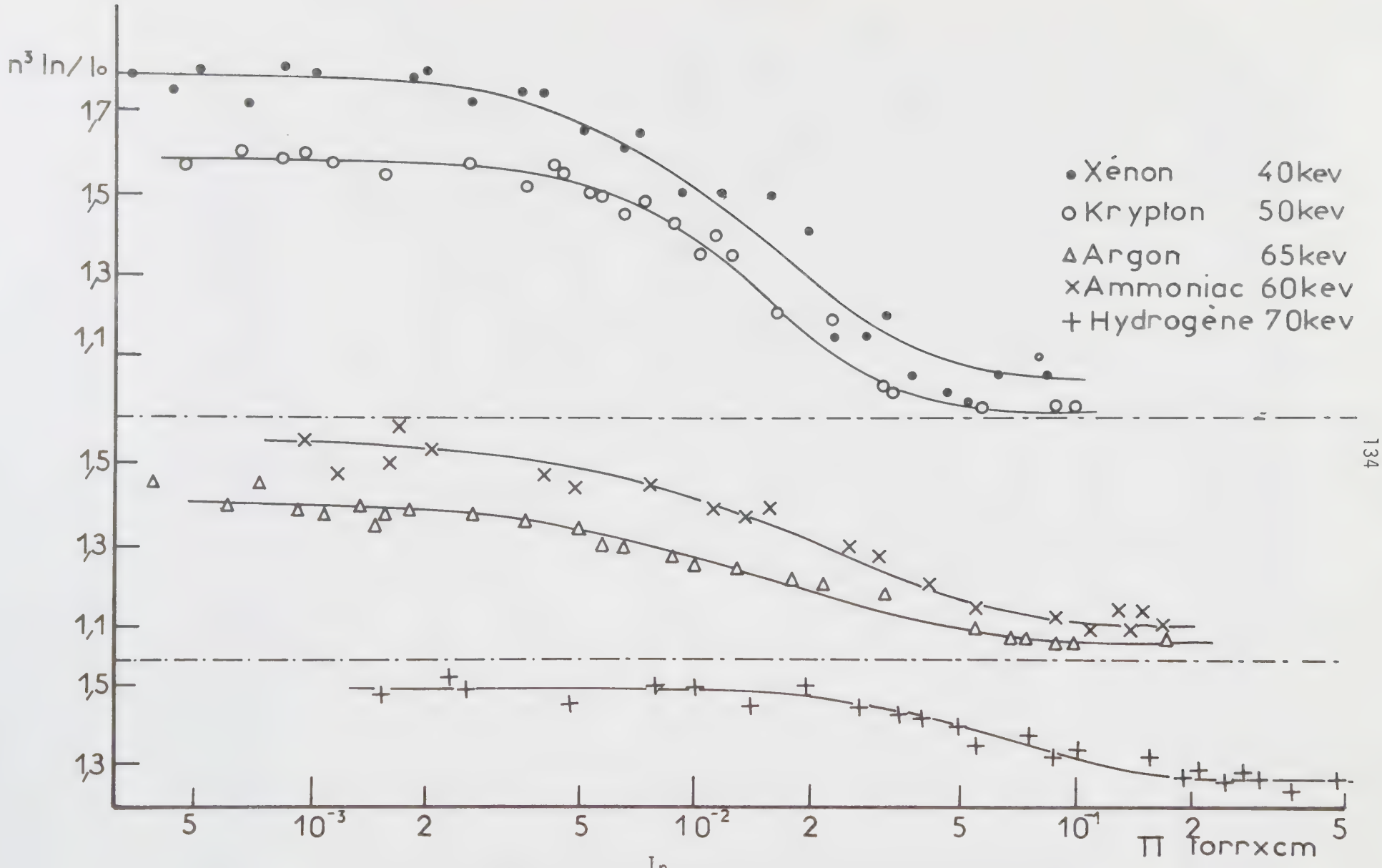


Fig. 43 - VARIATION DE $n^3 \frac{I_n}{I_0}$ EN FONCTION DE LA DENSITE DE LA CIBLE

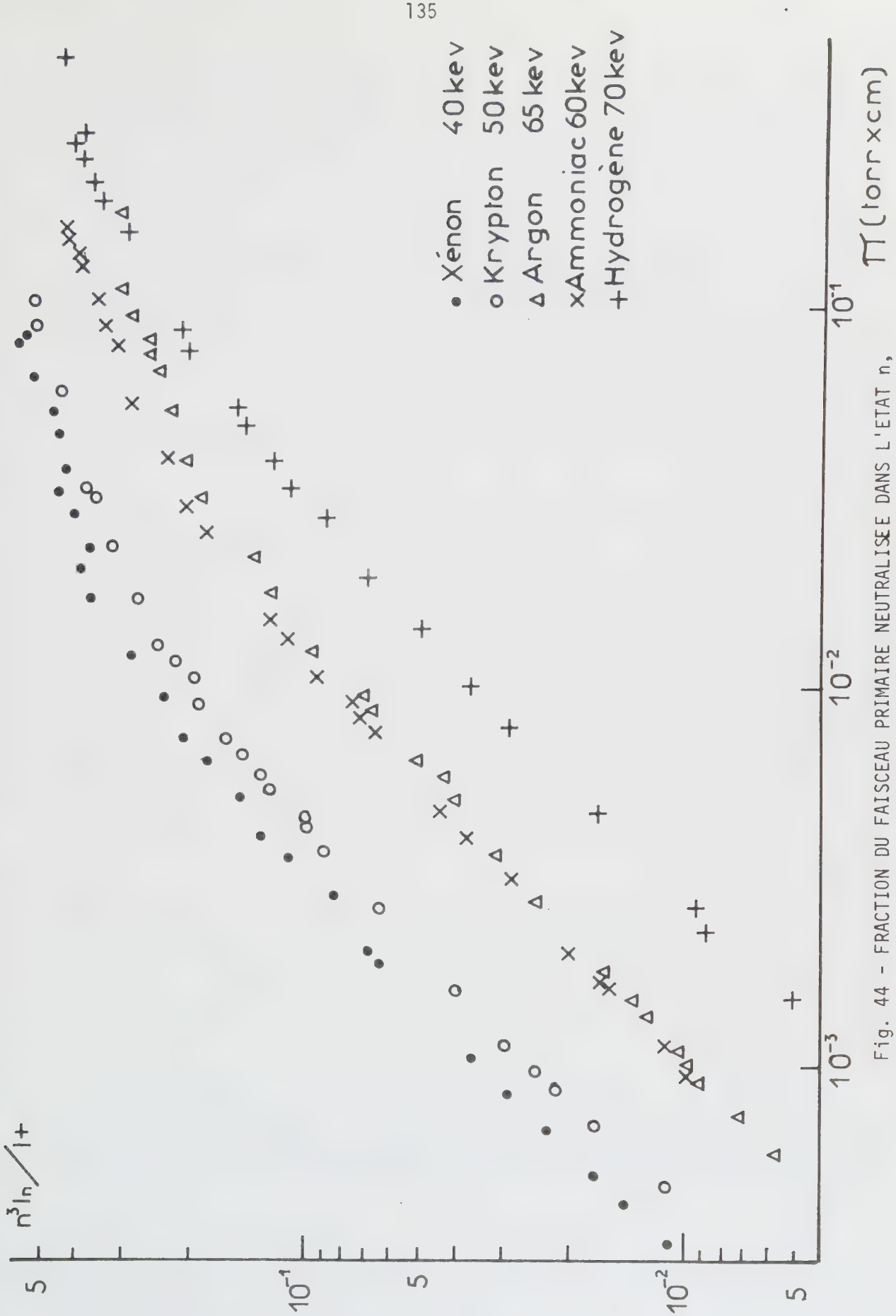


Fig. 44 - FRACTION DU FAISCEAU PRIMAIRE NEUTRALISEE DANS L'ETAT n, EN FONCTION DE LA DENSITE DE LA CIBLE

des collisions multiples est insensible. Par contre, à 25 keV, l'allure de leur courbe, indiquant une diminution de la proportion d'atomes dans les états fortement excités, est analogue aux nôtres.

Sur la figure 44, nous avons reporté la quantité $n^3 i_n / I^+$ représentant la fraction du faisceau initial de protons, neutralisée dans les états excités. Il n'a pas été mis en évidence de maximum pour des densités intermédiaires des cibles. Nous observons une croissance régulière de la région de choc unique au palier d'équilibre. Dans les cinq cas étudiés, l'équilibre dans la distribution de population suit l'équilibre dans l'état de charge du faisceau.

III.3.4.2 - Etude de la population des états excités dans le cas de cibles épaisses.

III.3.4.2.1 - Population relative des états excités.

Nous avons constaté que la distribution de population en n^{-3} est conservée au cours des interactions multiples : $i_n / i_o = a_\infty / n^3$. Le paramètre a_∞ caractérise la cible et l'énergie de collision. Nous l'avons déterminé à partir des courbes expérimentales $I(F) = 2.10^{-5}\ a_\infty\ F^{1/2}$. Les valeurs trouvées sont reportées dans le tableau IX et sur la figure 45 pour les cibles atomiques, dans le tableau X et sur la figure 46 pour les cibles moléculaires. Les quelques données existant dans la littérature, avec lesquelles la comparaison est possible, sont également indiquées. Nous n'avons pas repris les études avec les molécules organiques ; aux densités importantes de la cible, des instabilités apparaissent, rendant impossible tout relevé correct et toute reproductibilité dans les résultats.

A l'examen des figures et tableaux, l'allure générale des courbes est constante. Les valeurs du paramètre a_∞, plus faibles à 20 keV, croissent ensuite pour atteindre vers 50 keV une valeur approximativement constante, située aux alentours de l'unité. Seul, le krypton présente une allure quelque peu différente et inexpliquée.

Alors qu'aux cibles minces, l'efficacité de recharge variait en fonction de la nature de la cible, la différence dans ce cas est très peu sensible. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans les conditions de cibles épaisses, les inter-

E keV	He	Ne			A	Kr	Xe	
	*	*	**	***	*	*	*	**
15				0,35				
20	0,35	0,425			0,45	0,475	0,7	
25			0,48					0,3
30	0,45	0,625		0,5	0,6	0,625	0,925	
40	0,7	0,75			0,875	0,85	1,05	
50	0,85	0,85	0,6		1	0,925	1,1	0,7
60		0,92		0,6	1,1	1	1,125	
62,5			0,62					
70	0,925	0,775			1,15	1,05	1,175	
75								1,15
80		0,875			1,15	1,2	1,2	
90	0,9	0,96			1,2	1,15	1,15	
100			0,65		1,1	1,425	1,175	1,175
110	0,925	0,85			1,05			
120				0,85		1,55	1,2	
130	0,95	0,95			1,1			
140						1,6	1,2	
150	0,925	1			1,2		1,3	

* *nos valeurs*

** *valeurs déduites des résultats de RIVIERE [65] en multipliant par* $(11)^3$

*** *résultats de IL'IN et col. [67]*

Tableau IX - POPULATION RELATIVE DES ETATS EXCITES $n^3 i_n / i_o$
AVEC DES DENSITES DE CIBLES ENTRAINANT L'EQUILIBRE, OBTENUE AVEC LES GAZ RARES

E keV	H_2		O_2	N_2	NH_3
	*	**	*	*	*
20	0,4		0,55	0,475	0,65
25		0,315			
30	0,7		0,7	0,6	0,75
37,5		0,63			
40	0,925		0,9	0,75	0,85
50	1,1	0,9	0,95	0,85	0,95
60	1,25	1,05	1	0,85	1,05
70	1,3		1,05	0,75	1,15
75		1,35			
80	1,3		0,95	0,8	1,15
87,5		1,25			
90	1,3				1,25
100		1,3	0,85	0,925	
110					1,25
120	1,25		1,15	1,1	
130	1,3				1,3
150	1,3		1,1	1,1	1,35

* *nos valeurs*

** *valeurs déduites des résultats de RIVIERE et SWEETMAN [68] en multipliant par* $(14)^3$

Tableau X - POPULATION RELATIVE DES ETATS EXCITES $n^3 i_n/i_o$ AVEC DES DENSITES DE CIBLES ENTRAINANT L'EQUILIBRE, OBTENUE AVEC DES GAZ MOLECULAIRES

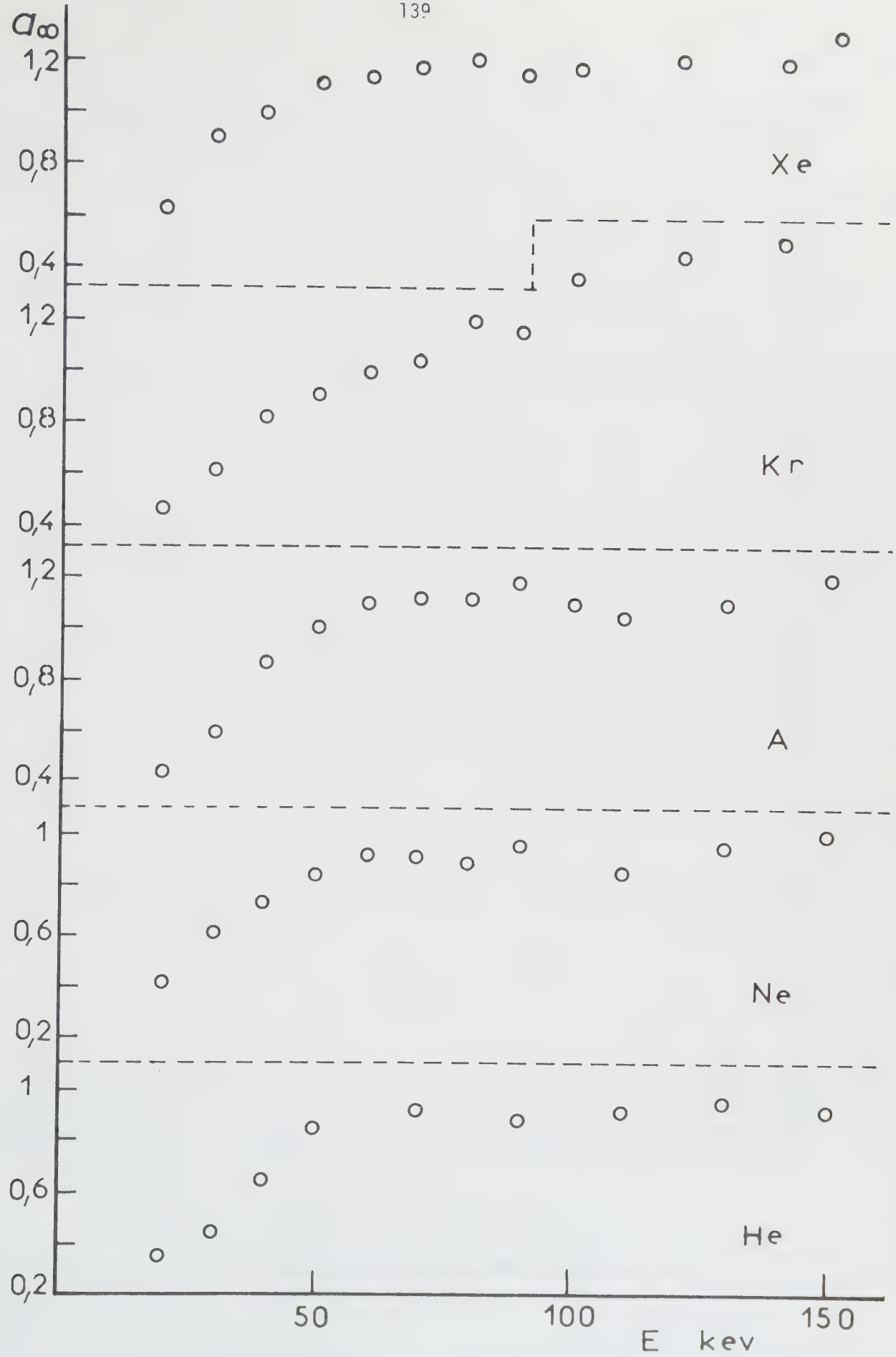


Fig. 45 - VALEURS OBTENUES POUR a_∞ EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION, POUR LES GAZ RARES

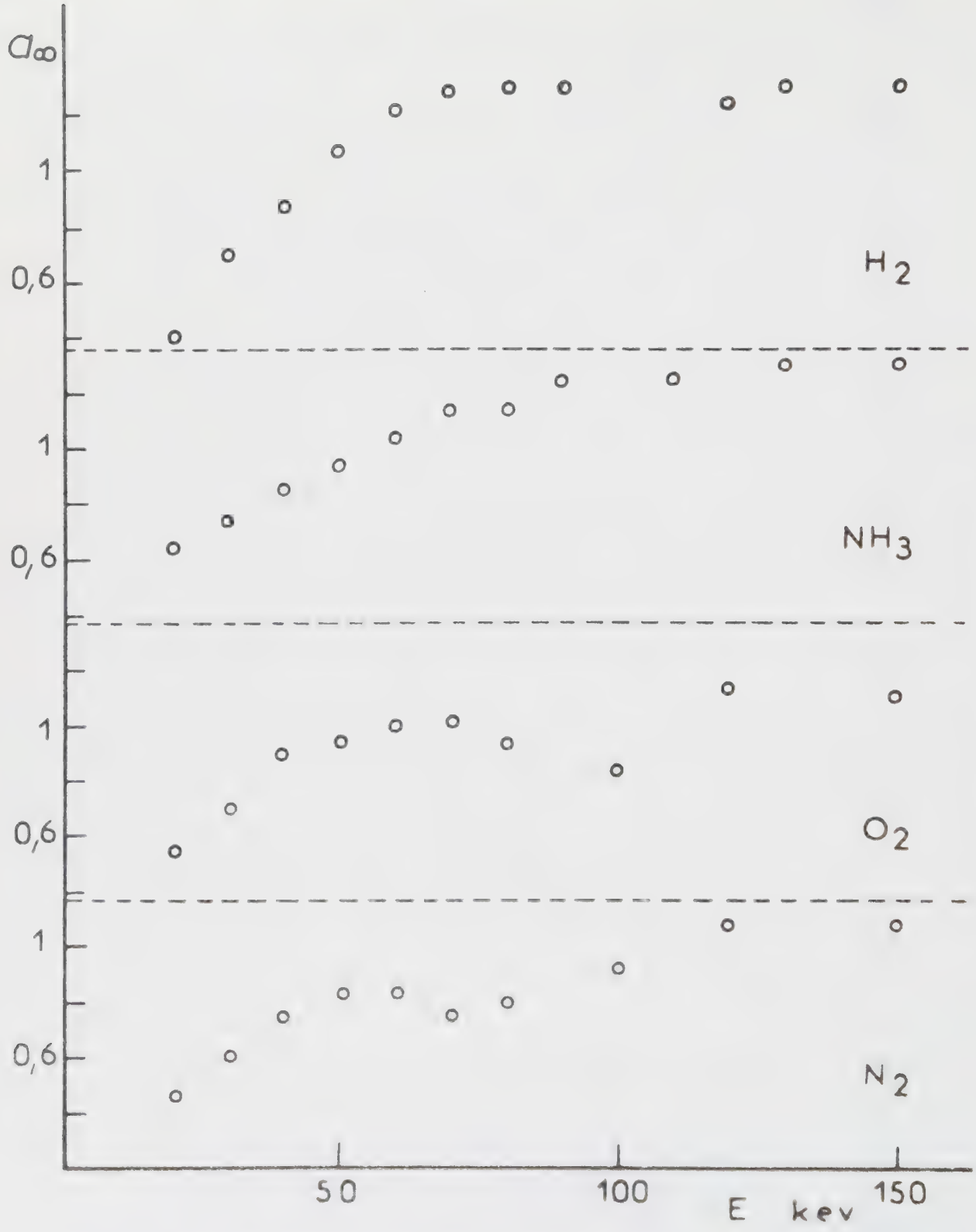


Fig. 46 - VALEURS OBTENUES POUR a_∞ EN FONCTION DE L'ENERGIE DE COLLISION, POUR LES GAZ MOLECULAIRES

actions successives ont pour effet de produire un mixage entre les niveaux. La population finale résulte d'un équilibre entre les processus concurrents de peuplement et de dépeuplement. Un des plus importants parmi ces derniers est l'ionisation directe, nous en avons fait une estimation.

III.3.4.2.2 - Ionisation des états excités.

Nous avons vu, équation 3-9, que les transitions entre niveaux voisins $\sigma_{nn'}$ et $\sigma_{n'n}$ auront des effets opposés et apporteront ainsi une contribution secondaire. BUTLER et MAY [5] prévoient par contre que le processus ayant le rôle prépondérant est l'ionisation. D'autre part, la section efficace d'ionisation d'un atome dans l'état n peut être assimilée à la section efficace totale de diffusion d'un électron libre animé de la même vitesse que l'atome. Cette dernière existe dans la littérature [78]. Parmi les cibles atomiques étudiées, le xénon présente la plus grande section efficace de diffusion d'électrons ; c'est aussi pour le xénon que la population relative des états excités diminue le plus lorsque l'on passe des cibles minces aux cibles épaisses.

En faisant l'approximation qui consiste à admettre que les deux processus dominants pour l'établissement de l'équilibre des états excités, sont la capture directe d'un électron par un proton de section efficace σ_n et l'ionisation de cet état n de section efficace σ_{ni}, l'équation 3-9 se réduit à :

$$\frac{di_n}{d\pi} = i\,\sigma_n - i_n\,\sigma_{ni} \qquad 3\text{-}11$$

A l'équilibre, nous avons $di_n/d\pi = 0$; ainsi nous obtenons pour σ_{ni} l'expression simplifiée :

$$\sigma_{ni} = \frac{i}{i_n}\,\sigma_n \qquad 3\text{-}12$$

i représente la fraction chargée du faisceau, à l'équilibre de charge. Elle est accessible expérimentalement, mais des données existent également dans la littérature [75] [79]. Nous les avons utilisées, les complétant lorsque ceci s'avérait nécessaire ;

E keV	Xe		Kr		Ar		Ne		He		H_2		N_2		O_2		NH_3	
	σ_{ni}	σ_e	σ_{ni}	σ_e	σ_{ni}	σ_e	σ_{ni}	σ_e	σ_{ni}	σ_e	σ_{ni}	σ_e	σ_{ni}	σ_e	σ_{ni}	σ_e	σ_{ni}	σ_e
15		37		27		20		3		3,8		10		10,5		10		20,5
20	6,85	32	6,35	27,5	5	23	1,78	3,2	1,47	3,5	1,875	8,5	3,9	11	4,5	11,4	3,1	19,5
25	7,6	28	7,4	27		21	2,25	3,2	1,48			7				11	3,05	17,5
30	9,0	28	8,5	25	6,1	20	2,4	3,2	1,55	3,2	1,8	6,5	5,5	11,4	6,5	11	3,6	16
35	8,6		7,4						1,775								4,4	
40	8,6	23	7,0	18,5	5,3	15	2,3	3,3	1,4	2,8	2,5	5,7	5,7	12,75	6,0	11	4,25	14
45	8,1	20	6,0	17,5		13				2,4							4,05	
50	9,0	18	6,4	15	6	11	2,0	3,2	1,2	2,0	1,9	5	5,9	13	5,6	11	4,35	13,3
60		15		13,5	6,7	10	2,1	3,15		1,8	1,7		5,5		5,3		4,3	13
70		13		12	5,7	9	2,2		1,15	1,7	1,7	4,4	6,3	12	5,4	10		
80					5,6		2,2	3,1			1,65		6,4					12
90				10,5	5,8	7	2,2		1,0	1,5	1,55	4,4		10,5	6,3			
100				8	5,75	6,5		2,9		1,3			7,2					
150				7	4,7	5,5	2,1	2,5	0,825	1,05	0,9		5,0		7,5			

Tableau XI - SECTIONS EFFICACES D'IONISATION DES ETATS EXCITES n AUX DIFFERENTES VALEURS DE L'ENERGIE DE COLLISION.

Nous avons également figuré la section efficace totale de diffusion d'electrons pour les vitesses des électrons égales aux vitesses des atomes [78] (unités 10^{-16} cm^2)

i_n représente la fraction du faisceau de neutres se trouvant à l'équilibre dans l'état n. Elle est connue d'après nos mesures : $i_n = (a_\infty/n^3)i_o$;

i_o représente la composante neutralisée du faisceau, à l'équilibre de charge. Comme pour i, les données existent également dans la littérature [75] [79], nous les avons complétées.

Nous aboutissons à l'expression suivante :

$$\sigma_{ni} = \frac{a_o}{a_\infty} \frac{i}{i_o} \sigma_0 \qquad 3\text{-}13$$

Nous avons ainsi déterminé la section efficace d'ionisation de l'atome excité au cours de la collision avec l'atome cible : elle est indépendante du niveau dans lequel se trouve l'électron.

Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau XI. Nous y avons également figuré les sections efficaces totales de diffusion des électrons animés de la même vitesse que l'atome, prises dans [78]. On peut remarquer que les ordres de grandeur sont conservés. L'accord, bon dans le cas des cibles d'hélium et de néon, est moins satisfaisant pour les autres cibles, et plus particulièrement pour le xénon et le krypton où le rapport des sections efficaces peut aller jusqu'à 4 ou 5. L'approximation qui consiste à négliger toutes les autres transitions, et plus particulièrement celles incluant les bas niveaux n = 1, 2, fortement peuplés, conduit à sous-estimer la section efficace d'ionisation par le fait de considérer que le peuplement du niveau n provient uniquement de la capture directe, ce qui amène à négliger les autres processus.

III.3.4.2.3 - Fraction du faisceau initial de protons, neutralisée en état d'excitation élevée.

Une donnée importante est la fraction du faisceau de protons primaires qui se trouve être neutralisée dans les états fortement excités. Ce problème a été abordé sous l'angle théorique par BUTLER et MAY [5]. Les cibles ont été décrites par des fonctions d'onde hydrogénoïdes. Les cibles étudiées ont été les alcalins : lithium, sodium, et les gaz inertes : hélium, néon, argon. Leurs ré-

sultats, excepté pour les alcalins, sont directement comparables aux résultats expérimentaux. Ils seront exprimés sous une forme indépendante du niveau n : $n^3 i_n / i^+$; i^+ désigne le courant initial de protons.

Nos valeurs expérimentales sont indiquées sur le tableau XII. Nous y avons également ajouté les valeurs de IL'IN et col. [67] obtenues avec le néon et les cibles métalliques : sodium, magnésium, dans les mêmes conditions d'équilibre. Nous n'avons pas figuré les valeurs obtenues avec des densités intermédiaires, conduisant à un maximum pour $n^3 i_n / i^+$, étant donné que les valeurs trouvées par les divers auteurs diffèrent d'un facteur 2.

Nous pouvons constater que, conformément aux conclusions de BUTLER et MAY [5], les valeurs d'équilibre obtenues avec des cibles de gaz rares sont comparables à celles obtenues avec des alcalins et alcalino-terreux, également dans des conditions d'équilibre. De même, conformément aux prévisions théoriques, le maximum apparaît à de plus hautes énergies pour les gaz rares que pour les cibles métalliques. Une explication possible : la section efficace totale de diffusion d'électrons par les cibles métalliques est plus importante que dans le cas de cibles atomiques de gaz rares [78] [80]. Ceci peut également expliquer l'existence d'un maximum de $n^3 i_n / i^+$ pour des densités intermédiaires de cibles métalliques.

Nous avons représenté sur la figure 47 les valeurs théoriques obtenues par BUTLER et MAY [5] pour $n^3 i_n / i^+$, ainsi que nos valeurs expérimentales pour les cibles : hélium, néon, argon. Il apparaît que l'allure de variation est bien décrite mais les résultats théoriques surestiment de façon systématique les valeurs expérimentales, sauf aux énergies inférieures à 30 keV où la validité de l'approximation de Brinkman-Kramers est moins bonne.

E keV	He	Ne		A	Kr	Xe	H_2	O_2	N_2	NH_3	Na	Mg
	*	*	**	*	*	*	*	*	*	*	**	**
15			0,23								0,44	0,25
20	0,2	0,235		0,3	0,36	0,525	0,319	0,33	0,3	0,425		0,35
25											0,35	0,5
30	0,27	0,296	0,26	0,335	0,4	0,575	0,49	0,36	0,326	0,45	0,22	0,35
40	0,37	0,3		0,42	0,5	0,59	0,57	0,41	0,36	0,435		0,2
50	0,41	0,32		0,4	0,515	0,52	0,57	0,385	0,35	0,41		0,15
60		0,3	0,2	0,345			0,525	0,364	0,325	0,407	0,07	
70	0,38	0,23		0,33			0,46	0,33	0,236			
80		0,24		0,29			0,35	0,266	0,19			
90	0,26	0,225		0,23			0,3					
100				0,195				0,185	0,16			
110	0,22	0,2										
120			0,12								0,05	
150	0,11	0,13		0,1			0,082	0,135	0,105			

* *nos valeurs ; ** valeurs de IL'IN et col.* [67]

Tableau XII - FRACTION DU FAISCEAU INITIAL DE PROTONS SE TROUVANT DANS DES ETATS EXCITES $n^3 i_n / i_+$ AVEC DES DENSITES DE CIBLES ENTRAINANT L'EQUILIBRE

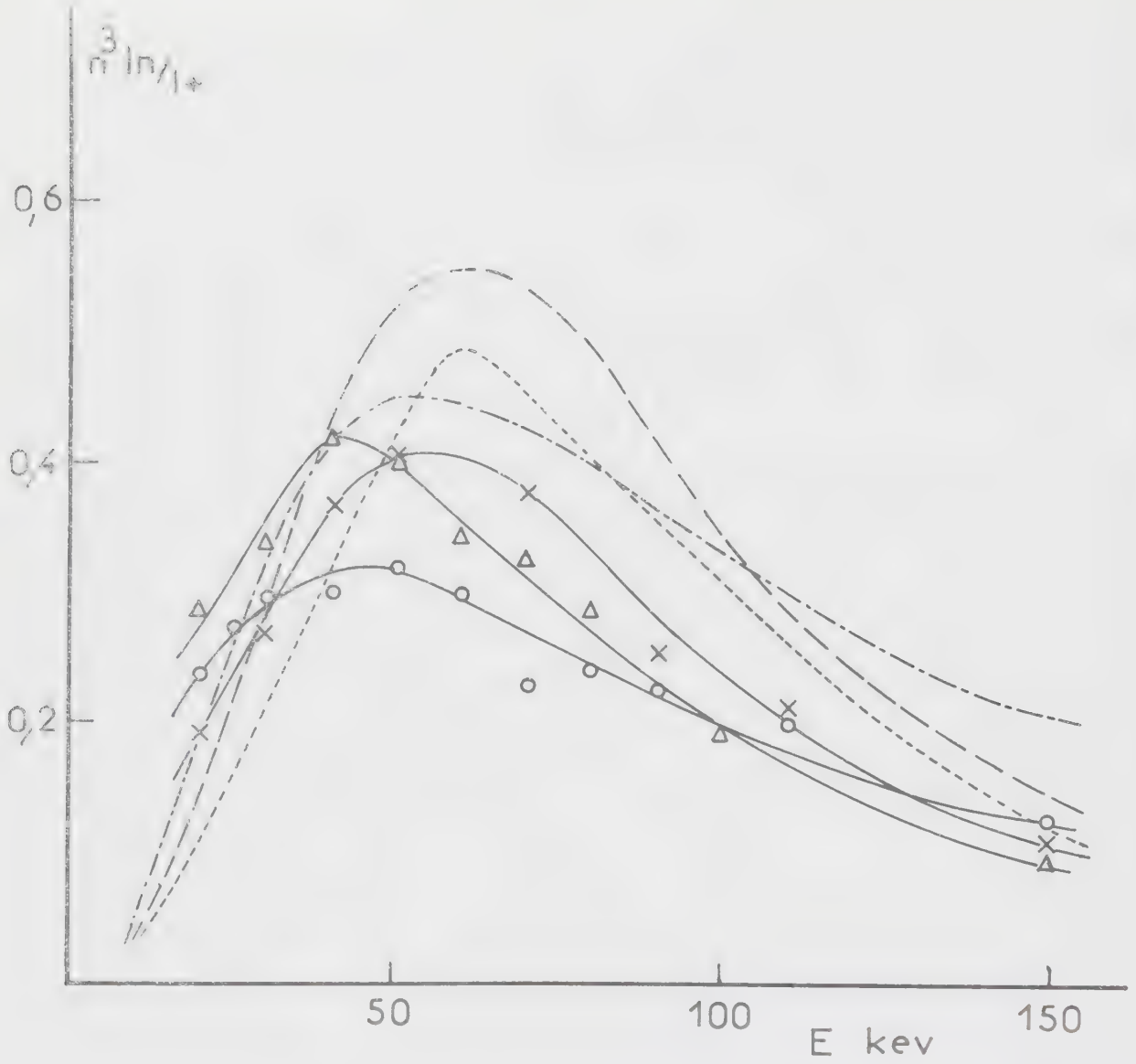


Fig. 47 - FRACTION DU FAISCEAU INITIAL DE PROTONS NEUTRALISEE DANS L'ETAT n

Résultats théoriques [5]

-------- He

—- —- Ne

— — — A

Nos valeurs

—x - He

—o— Ne

—△— A

CONCLUSION

Une étude complète sur onze cibles gazeuses constituées des cinq gaz rares et de six gaz moléculaires a été effectuée dans ce travail.

A partir d'une analyse théorique de l'interaction entre particules massives, il nous a été possible d'établir, dans l'approximation Brinkman-Kramers, l'expression analytique théorique de la section efficace totale de capture d'un électron au cours des collisions de protons sur des cibles hydrogénoïdes simples ou sur des cibles plus complexes douées de structures internes. Cette expression, qui nous donne la distribution de population sur les états excités, nous a servi de base pour l'analyse et l'interprétation de nos résultats expérimentaux.

Par le calcul, nous avons déterminé quelle était l'importance de la déexcitation radiative et dans quelle mesure elle affectait la population des niveaux observés. L'ionisation de Lorentz a ensuite été étudiée, ce qui nous a permis de déterminer la relation existant entre l'intensité du champ ionisant et le niveau atteint.

La section efficace totale d'échange de charge de protons a été mesurée sur cinq cibles pour lesquelles les données antérieures étaient soit incomplètes, soit inexistantes. La gamme d'énergie couverte va de 15 à 150 keV.

L'étude a ensuite porté sur la composition du faisceau d'atomes émergeant de la chambre d'échange de charge. La population relative des états excités avec n allant de 9 à 23 a été déterminée dans deux cas : de cibles minces entraînant des collisions uniques et de cibles épaisses conduisant à l'équilibre de charge. L'accord avec les valeurs obtenues par les autres expérimentateurs est, en général, bon aux faibles énergies ainsi qu'aux plus hautes énergies. Aux valeurs intermédiaires de la gamme explorée, les résultats apparaissent plus dispersés. Les résultats théoriques obtenus par MAY et LODGE avec l'hydrogène atomique comme cible ne concordent pas avec nos valeurs expérimentales obtenues avec de l'hydro-

gène moléculaire. Par contre, l'accord avec les résultats de HISKES pour les cibles de néon et de xénon est excellent ; dans le cas de l'hélium, bien que nos valeurs expérimentales se situent au-dessous des valeurs théoriques, l'allure de variation est bien décrite. Il apparaît que les fonctions d'onde Hartree-Fock avec l'approximation de Brinkman-Kramers donnent une estimation très correcte de la population relative des états excités. On ne peut toutefois dire laquelle des deux formes d'interaction, avant ou après la collision, conduit au meilleur accord avec l'expérience.

A partir des mesures effectuées dans les conditions de collision simple, nous avons déduit les valeurs de section efficace de capture dans les états excités $9 \leqslant n \leqslant 23$. La méthode semi-empirique de NIKOLAEV ne conduit pas à un très bon accord avec l'expérience. Nous avons également discuté l'allure et la position des maxima de ces courbes. Le maximum dans la section efficace de capture dans les états fortement excités apparaît quand la vitesse du proton incident est approximativement celle de l'électron externe dans la cible.

L'étude en fonction de la pression, de la fraction du faisceau d'atomes et de la fraction du faisceau initial de protons se trouvant dans des états excités élevés, montre une évolution continue de la région de cibles minces à la région de pression entraînant l'équilibre de charge du faisceau.

Dans les conditions d'équilibre, la mesure de la fraction du faisceau initial de protons, neutralisée en état d'excitation élevée, fait apparaître que, conformément aux prévisions théoriques de BUTLER et MAY , l'échange de charge sur les gaz rares conduit à une quantité d'atomes excités comparable à celle que donnent les cibles métalliques ; mais la valeur optimum est située à des énergies de collision plus élevées. A partir de ces données, il nous a été possible d'évaluer la section efficace d'ionisation des atomes d'hydrogène excités au cours de collisions avec les particules cibles. Ces quantités peuvent être rapprochées des sections efficaces totales de diffusion d'électrons libres.

Ce travail, qui repose sur l'étude de l'état d'excitation des neutres par la méthode d'ionisation de Lorentz, doit être complété par une étude spectroscopique, en cours de réalisation. Cette méthode nous permettra d'accéder aux niveaux excités plus bas : $n \geq 3$. Le mécanisme d'étude sera l'observation des photons Balmer émis au cours de la déexcitation radiative des atomes.

APPENDICE A

DIFFUSION D'UNE PARTICULE PAR UN POTENTIEL [81]

L'équation d'onde d'une particule libre s'écrit :

$$H_o \Psi_o = E \Psi_o \qquad \text{A-1}$$

où H_o est l'opérateur d'énergie cinétique $-\frac{1}{2m} \nabla^2$

Dans les problèmes de diffusion par un potentiel V, l'équation d'onde devient :

$$(E - H_o) \Psi = V \Psi \qquad \text{A-2}$$

E est l'énergie cinétique de la particule à l'infini. A grande distance du centre diffusant, la fonction Ψ doit représenter une onde plane incidente et des ondes sortantes sphériques. Elle doit avoir la forme asymptotique suivante :

$$\Psi \simeq e^{i\vec{k}\vec{r}} + \frac{1}{r} e^{ikr} f(\theta\varphi) \qquad \text{A-3}$$

Si nous introduisons l'opérateur formel $(E - H_o)^{-1}$ dans A_2, nous obtenons une solution particulière de cette équation. En y ajoutant la solution générale de l'équation homogène A_1 nous obtenons :

$$\Psi = \Psi_o + (E - H_o)^{-1} V \Psi \qquad \text{A-4}$$

Cette solution intégrale satisfait aux conditions aux limites A_3. Il reste à déterminer la forme analytique précise de l'opérateur intégral $(E - H_o)^{-1}$ et la signification physique de la constante d'intégration Ψ_o.

Considérons le spectre continu de valeurs propres de l'hamiltonien H_o définies par :

$$H_o \, \phi_K = E_K \, \phi_K \qquad \text{A-5}$$

Les ϕ_K forment un groupe complet d'ondes planes orthonormales telles que :

$$\int \phi^*_{K'} \, \phi_K \, dr = \delta(K - K') \qquad \text{A-6}$$

Elles sont fonctions propres des opérateurs $E - H_o$ et $(E - H_o)^{-1}$ avec, pour ce dernier, un point singulier pour $E = E_K$.

La fonction Ψ peut être développée sur la base des fonctions propres ϕ_K.

$$\Psi = \int C_K \, \phi_K \, dK \qquad \text{A-7}$$

Par substitution de A-7 dans A-2, nous obtenons :

$$\int C_K \, (E - E_K) \, \phi_K \, dK = V \Psi \qquad \text{A-8}$$

La multiplication par ϕ^*_K suivie d'une intégration sur r donne :

$$C_K = \frac{1}{E - E_K} \int \phi^*_K(r) \, V(r) \, \Psi(r) \, dr \qquad \text{A-9}$$

ce qui conduit à une intégrale particulière de A-2 :

$$\Psi(r) = \int G_o(rr') \, V(r') \, \Psi(r') \, dr' \qquad \text{A-10}$$

$G_o(rr')$ est la fonction de Green d'une particule libre définie par :

$$G_o(rr') = \int \frac{\phi_K(r) \, \phi^*_K(r')}{E - E_K} \, dK \qquad \text{A-11}$$

Elle est solution de l'équation :

$$(E - H_o)^{-1}\, G_o(rr') = \delta(\vec{r} - \vec{r}') \qquad \text{A-12}$$

Ceci donne, en explicitant les fonctions d'onde ϕ_K et en tenant compte du fait que $E = k^2/2m$ et $E_K = K^2/2m$:

$$G_o(rr') = \frac{2m}{(2\pi)^3} \int \frac{\exp\left[i\,\vec{K}\,(\vec{r} - \vec{r}')\right]}{k^2 - K^2}\, d\vec{K} \qquad \text{A-13}$$

Etudions les points singuliers $K = \pm k$ situés sur l'axe réel. En ajoutant une composante imaginaire $\pm i\varepsilon$ au dénominateur, les points singuliers sont décalés de l'axe des réels. $K = \pm (k^2 \pm i\varepsilon)^{1/2}$.

En utilisant les coordonnées sphériques et en choisissant $\vec{r} - \vec{r}'$ comme axe polaire, nous avons les relations :

$$\vec{K}(\vec{r} - \vec{r}') = K\,|\vec{r} - \vec{r}'|\,\cos\theta$$

$$d\vec{K} = K^2\, dK\, \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$$

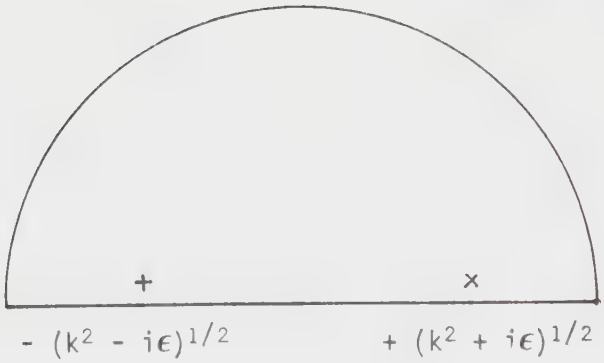
L'intégration sur la partie angulaire de A-13 donne :

$$G_o^{\pm} = \lim_{\varepsilon \to 0} \frac{1}{2\pi^2} \frac{m}{i|\vec{r} - \vec{r}'|} \int_o^{\infty} \frac{K\, dK}{k^2 - K^2 \pm i\varepsilon}$$

$$\left(\exp\left[i\,K\,|\vec{r} - \vec{r}'|\right] - \exp\left[-iK\,|\vec{r} - \vec{r}'|\right]\right) \qquad \text{A-14}$$

En faisant $K = -K$ dans le deuxième terme de la parenthèse, nous pouvons préciser un domaine d'intégration dans le plan complexe défini par le demi-cercle de rayon infini et l'axe des réels.

Il existe un seul pôle : $+(k^2 + i\varepsilon)^{1/2}$ ou $-(k^2 - i\varepsilon)^{1/2}$



Le résidu correspondant à la première valeur est :

$$-\frac{1}{2}\exp\left[i(k^2+i\varepsilon)^{1/2}\ |\vec{r}-\vec{r}'|\right]$$

Ainsi :
$$G_o^{+}(rr') = -\frac{m}{2\pi}\ \frac{\exp(+\,i\,k\,|\vec{r}-\vec{r}'|)}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \qquad \text{A-15}$$

$$G_o^{-}(rr') = -\frac{m}{2\pi}\ \frac{\exp(-\,i\,k\,|\vec{r}-\vec{r}'|)}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \qquad \text{A-16}$$

Ceci est la fonction de Green de la particule libre de vecteur d'onde $\vec{k}$. La fonction d'onde totale devient :

$$= \Psi_o - \frac{m}{2\pi}\int \frac{\exp(\pm\,i\,k\,|\vec{r}-\vec{r}'|)}{|\vec{r}-\vec{r}'|}\ V(r')\ \Psi(r')\ d\vec{r}' \qquad \text{A-17}$$

La forme asymptotique de G_o est obtenue en faisant $r \to \infty$. Nous avons dans ce cas :

$$|\vec{r}-\vec{r}'| = (r^2 - 2\,\vec{r}\,\vec{r}' + r'^2)^{1/2} \simeq r - \frac{\vec{r}}{r}\,\vec{r}' + O\left(\frac{r'}{r}\right)$$

$$\frac{\exp(\pm\,i\,k\,|\vec{r}-\vec{r}'|)}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \underset{r\to\infty}{\simeq} \frac{\exp(\pm\,i\,k\,r).\exp(\mp\,i\,k\,\frac{\vec{r}}{r}.\vec{r}')}{r}$$

ce qui donne :

$$\Psi(r) \underset{r \to \infty}{\simeq} \Psi_o(r) - \frac{m}{2\pi} \frac{\exp(\pm i k r)}{r} \int \exp(\mp i k \frac{\vec{r}}{r} \vec{r'}) \, V(r') \, \Psi(r') \, d\vec{r'} \qquad \text{A-18}$$

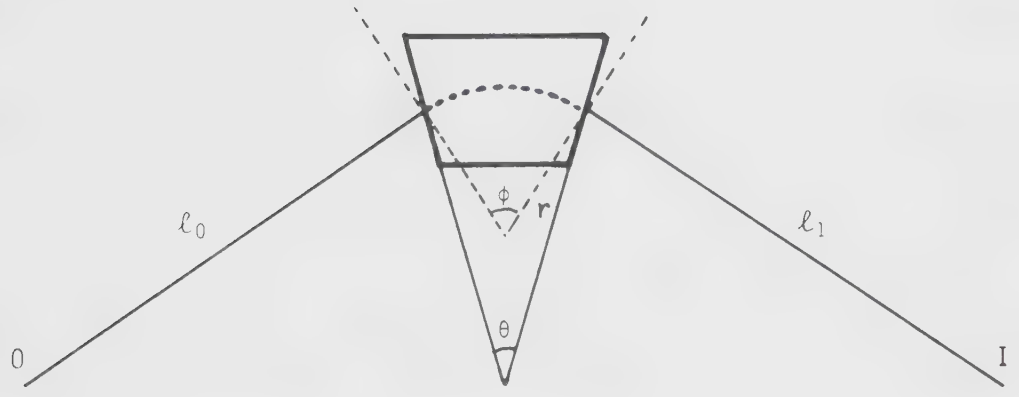
En choisissant $\Psi_o(r) = \exp(i \vec{k} \vec{r})$, nous avons la solution asymptotique comprenant une onde plane incidente et des ondes sphériques sortantes (Ψ^+) ou entrantes (Ψ^-).

De façon plus concise, nous l'écrivons :

$$\Psi^{\pm} = \Psi_o + \frac{1}{E - H_o \pm i\varepsilon} V \Psi^{\pm} = \Psi_o + G_o^{\pm} V \Psi^{\pm} \qquad \text{A-19}$$

APPENDICE B

DETERMINATION DES PIECES POLAIRES DE L'ELECTROAIMANT DANS L'APPROXIMATION DU COIN MAGNETIQUE [82]



Une particule du faisceau suit une trajectoire définie par rapport à la trajectoire centrale par les couples (X,X') dans le plan horizontal et (Y,Y') dans le plan vertical.

Au cours du transfert de 0 à I, les trajectoires seront décrites par les matrices suivantes :

- espace de glissement $\quad L_o^h = \begin{bmatrix} 1 & \ell_o \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \qquad L_o^v = \begin{bmatrix} 1 & \ell_o \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

- face d'entrée, incidence oblique $\quad \Lambda_o^h = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{tg\ \varepsilon_o}{r} & 1 \end{bmatrix} \qquad \Lambda_o^v = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{tg\ \varepsilon_o}{r} & 1 \end{bmatrix}$

- espace déviateur dans l'entrefer $\quad M^h = \begin{bmatrix} \cos\phi & r\sin\phi \\ -\frac{1}{r}\sin\phi & \cos\phi \end{bmatrix} \qquad M^v = \begin{bmatrix} 1 & r\phi \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

- face de sortie, émergence oblique $\Lambda_1^h = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{tg\ \varepsilon_1}{r} & 1 \end{bmatrix}$ $\Lambda_1^V = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{tg\ \varepsilon_1}{r} & 1 \end{bmatrix}$

- espace de glissement $L_1^h = \begin{bmatrix} 1 & \ell_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ $L_1^V = \begin{bmatrix} 1 & \ell_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

Les angles ε_0 et ε_1 sont positifs lorsque la trajectoire du faisceau par rapport à la normale à la face d'entrée se situe du même côté que le centre de courbure.

Le produit de ces matrices $L_1 \times \Lambda_1 \times M \times \Lambda_0 \times L_0$ décrit le passage du faisceau du point de cross-over donné par l'accélérateur au diaphragme de définition du faisceau.

Pour qu'il y ait focalisation, il faut qu'une particule arrive sur le diaphragme en une position (X,Y) qui soit indépendante de (X'_0, Y'_0).

Cette condition se traduit par les relations suivantes :

- *dans le plan horizontal*

$$\frac{\ell_0 \cos(\phi - \beta_0)}{\cos \varepsilon_0} - \ell_0\ell_1 \frac{(1 - tg\ \beta_0\ tg\ \beta_1)\ \sin(\phi - \beta_0 - \beta_1)}{r \cos(\beta_0 + \beta_1)} + r \sin\phi + \frac{\ell_1 \cos(\phi - \beta_1)}{\cos \beta_1} = 0$$

- *dans le plan vertical*

$$\ell_0(1 - \phi\ tg\ \beta_0) - \ell_0\ell_1 \frac{(tg\ \beta_0 + tg\ \beta_1)}{r} + \ell_0\ell_1 \frac{tg\ \beta_0\ tg\ \beta_1}{r} + r\phi + \ell_1(1 - \phi\ tg\ \beta_1) = 0$$

En supposant la déviation du faisceau faible de façon à pouvoir approximer les relations trigonométriques à leur développement au premier ordre, la condition de double focalisation se réduit aux expressions suivantes :

$$\ell_0 - \frac{\ell_0\ell_1}{r}(\phi - \beta_0 - \beta_1) + r\phi + \ell_1 = 0$$

$$\ell_0 - \frac{\ell_0\ell_1}{r}(\beta_0 + \beta_1) + r\phi + \ell_1 = 0$$

Nous en déduisons les relations :

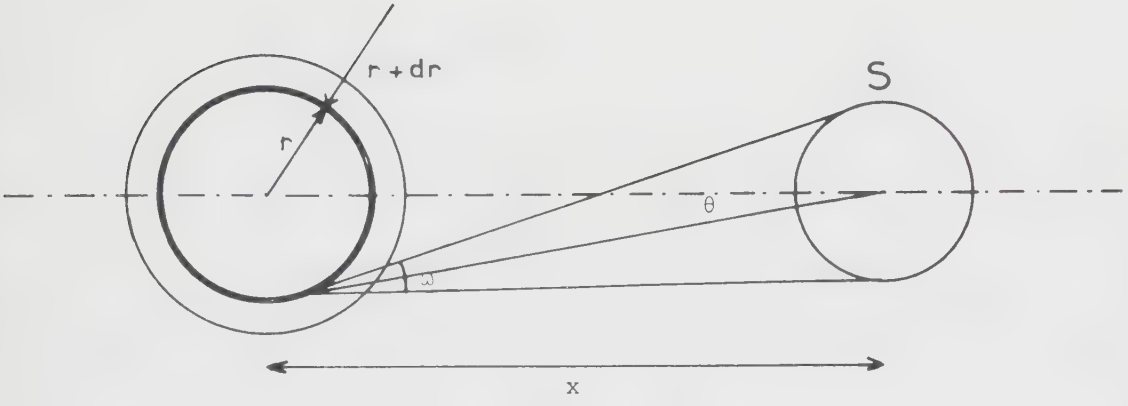
$$\phi = 2(\beta_o + \beta_1) \qquad \theta = \beta_o + \beta_1$$

Les valeurs que nous avons retenues sont :

$$\phi = 18° \qquad \beta_o = \beta_1 = 4{,}5° \qquad \theta = 9°$$

APPENDICE C

DETERMINATION DE LA CORRECTION DE LONGUEUR DE CHAMBRE DUE A L'EFFUSION DE GAZ PAR LES ORIFICES D'ENTREE ET DE SORTIE



Seules sont considérées les particules issues directement de la chambre. Celles qui ont été réfléchies sur les parois ne seront pas retenues. Le trou dans la chambre est supposé ne pas détruire l'isotropie de la cible.

n_o : densité dans l'enceinte

n_1 : densité dans la cible ; $n_1 \simeq 10^3\ n_o$

Le nombre relatif de particules cibles dont le vecteur vitesse est compris dans l'intervalle $v - v + dv$, $\theta - \theta + d\theta$, $\varphi - \varphi + d\varphi$, est donné par :

$$dN = \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} e^{-mv^2/2KT}\ v^2\ dv\ \sin\theta\ d\theta\ d\varphi \qquad C\text{-}1$$

La distribution étant uniforme, le nombre de particules avec des vitesses comprises en v et $v + dv$ et situées dans l'angle solide ω est donné par :

$$dN_1 = n_1 \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} e^{-mv^2/2KT}\ v^2\ dv \cdot \omega \qquad C\text{-}2$$

avec $\omega = \frac{S \cos \theta}{r^2 + x^2}$

Le nombre de particules sortant de l'élément de surface $2\pi r\, dr$ sous un angle θ et rencontrant S est :

$$dN_2 = 2\pi r\, dr \cos\theta \cdot v \cdot dN_1 \qquad \text{C-3}$$

A la distance x du diaphragme, la densité de particules rencontrée par le faisceau est :

$$dn_x = \frac{dN_2}{v \cos\theta \cdot S} \qquad \text{C-4}$$

Nous avons les relations :

$$\omega = \frac{S \cos\theta}{r^2 + x^2} \quad ; \quad \cos\theta = \frac{x}{(r^2 + x^2)^{1/2}}$$

L'intégration sur les variables v et r conduit à l'expression suivante :

$$n_x = n_1 \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} \int_0^R \frac{2\pi r\, dr \cos\theta}{r^2 + x^2} \int_0^\infty e^{-mv^2/2KT}\, v^2\, dv \qquad \text{C-5}$$

$$n_x = \frac{1}{2} n_1 \left[1 - \frac{x}{(x^2 + R^2)^{1/2}}\right]$$

La densité totale rencontrée par le faisceau est obtenue en intégrant le long de la trajectoire supposée infinie :

$$\begin{aligned} n &= \int_0^\infty nx\, dx \\ &= \frac{1}{2} n_1 \int_0^\infty \left[1 - x(x^2 + R^2)^{-1/2}\right] dx \qquad \text{C-6} \\ &= \frac{n_1 R}{2} \end{aligned}$$

Si R_1 et R_2 désignent les rayons des diaphragmes d'entrée et de sortie de la chambre de collision, la correction de longueur sera :

$$\Delta \ell = \frac{1}{2} (R_1 + R_2) \qquad \text{C-7}$$

BIBLIOGRAPHIE

[1] SWEETMAN D.R., Nucl. Fusion Suppl., 1, 279, (1962).

[2] CORDEY J.G. et col., Proc. IIIrd Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, p.267, (Vienne, 1969).

[3] DAMM C.C. et col., Proc. IIIrd Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, p.253, (Vienne, 1969).

[4] FEDORENKO N.V., ANKUDINOV V.A., IL'IN R.N., Sov. Phys. Tech. Phys., 10, 461, (1965).

[5] BUTLER S.T., MAY R.M., Phys. Rev., 137, A 10, (1965).

[6] BATES D.R., McCARROLL R., Advances in Physics, 11, 39, (1962)

[7] MOTT N.F., MASSEY H.S.W., *The theory of Atomic Collisions*, Clarendon Press, (1965).

[8] MESSIAH A., *Mécanique quantique*, Dunod, (1965).

[9] BRINKMAN H.C., KRAMERS H.A., Proc. Amst., 33, 973, (1930), L.A. T.R. (1965), 09.

[10] OPPENHEIMER J.R., Phys. Rev., 31, 349, (1928).

[11] SAHA M.N., BASU D., Ind. J. Phys., 19, 121, (1945).

[12] BATES D.R., DALGARNO A., Proc. Phys. Soc., A 65, 919, (1952).

[13] JACKSON J.D., SCHIFF H., Phys. Rev., 89, 359, (1953).

[14] MAPLETON R.A., Phys. Rev., 126, 1477, (1962).

[15] BRANSDEN B.H., DALGARNO A., KING N.M., Proc. Phys. Soc., A 67, 1075, (1954).

[16] MAPLETON R.A., Phys. Rev., 122, 528, (1961).

[17] McCARROLL R., SALIN A., C.R. Acad. Sci., 263 B, 329, (1966).

[18] DRISKO R.M., These Carnegie Institute of Technology *(non publié)*.

[19] DETTMANN K., LEIBFRIED G., Z. Physik, 218, 1, (1969).

[20] McDOWELL M.R.C., COLEMAN J.P., *Introduction to the theory of ion-atom collisions*, North-Holland, (1970).

[21] BRANSDEN B.H., CHESCHIRE I.M., Proc. Phys. Soc., 81, 820, (1963).

[22] CHESCHIRE I.M., Proc. Phys. Soc., 84, 89, (1964).

[23] McCARROLL R., SALIN A., Proc. Phys. Soc., 90, 63, (1967).

[24] VAINSHTEIN L., PRESNYAKOV L., SOBELMAN L., Sov. Phys., J.E.T.P., 18, 1383, (1964).

[25] McCARROLL R., SALIN A., Proc. Roy. Soc., 300, 202, (1967).

[26] SALIN A., J. Phys. B., Atom. molec. Phys., 3, 937, (1970).

[27] CHESCHIRE I.M., Proc. Phys. Soc., 82, 113, (1963).

[28] COLEMAN J.P., McDOWELL M.R.C., Proc. Phys. Soc., 85, 1097, (1965).

[29] COLEMAN J.P., TRELEASE S., J. Phys. B, Atom. molec. Phys., 1, 172, (1968).

[30] PODOLSKY B., PAULING L., Phys. Rev., 34, 109, (1929).

[31] OMIDVAR K., Phys. Rev., 153, 121, (1967).

[32] BETHE H.A., SALPETER E.E., *Quantum Mechanics of one and two Electron Atoms*, Springer Verlag, (1957).

[33] HISKES J.R., Phys. Rev., 180, 146, (1969), Rapport U.C.R.L. 50 602, (1969).

[34] HISKES J.R., Phys. Rev., 137, A 361, (1965).

[35] BATES D.R., DALGARNO A., Proc. Phys. Soc., 66, 972, (1953).

[36] NIKOLAEV V.S., Sov. Phys., J.E.T.P., 24, 847, (1967).

[37] TRAUBENBERG H.R.V., GEBAUER R., LEWIN G., Natuwiss, 18, 417, (1930).

[38] HISKES J.R., TARTER C.B., MOODY D.A., Phys. Rev., 133A, 424, (1964).

[39] LANGZOS C., Z. Physik, 68, 204, (1931).

[40] RICE M.H., GOOD R.H., J. Opt. Soc. Amer., 52, 239, (1962).

[41] BAILEY D.S., HISKES J.R., RIVIERE A.C., Nucl. Fusion, 5, 41, (1965).

[42] RIVIERE A.C., SWEETMAN D.R., Phys. Rev. Let., 5, 60, (1960).

[43] WILLIAMS J.F., Rev. Sci. Inst., 37, 1205, (1966).

[44] GOMET J.C., Revue du G.A.M.S., 2, 71, (1967) et 3, 269, (1969).

[45] BAYFIELD J.E., Phys. Rev., 182, 115, (1969).

[46] CHAMBERS E.S., Phys. Rev., 133, A 1202, (1964).

[47] CARTER G., COLLIGTON J.S., *Ion Bombardement of Solids*, Heinemann Educational Books, (1968).

[48] BARNETT C.F., REYNOLDS H.K., Phys. Rev., 109, 355, (1958).
STIER P.M., BARNETT C.F., EVANS G.E., Phys. Rev., 96, 973, (1954).

[49] LOCKWOOD G.J., Phys. Rev., 187, 161, (1969).

[50] UTTERBACK N.G., MILLER G.H., Rev. Sci. Inst., 32, 1101, (1961).

[51] WITTKOWER A.B., ROSE P.H., BASTIDE R.P., BROOKS N.B., Phys. Rev., 136, A 1254, (1964).
WITTKOWER A.B., GILBODY H.B., Proc. Phys. Soc., 90, 343, (1967).

[52] BAYFIELD J.E., Phys. Rev., 185, 105, (1969).
Phys. Rev. Let., 25, 1, (1970).

[53] KINGDON J., PAYNE M.F., RIVIERE A.C., J. of Phys. B, 3, 4, 552, (1970).

[54] STEDEFORD J.B.H., HASTED J.B., Proc. Roy. Soc., A227, 466, (1955).

[55] WILLIAMS J.F., DUNBAR D.N.F., Phys. Rev., 149, 62, (1966).

[56] TOBUREN L.H., NAKAI M.Y., LANGLEY R.A., Phys. Rev., 171, 114, (1968).

[57] DE HEER F.J., SCHUTTEN J., MOUSTAFA H., Physica, 32, 1766, (1966).

[58] AFROSIMOV V.V., IL'IN R.N., SOLOVEV E.S., Sov. Phys., Tech. Phys., 5, 661, (1960).

[59] GILBODY H.B., HASTED J.B., Proc. Roy. Soc., A238, 334, (1956).

[60] DESESQUELLES J., DO CAO G., DUFAY M., C.R. Acad. Sci., 262, 1329, (1966).

[61] RIVIERE A.C., SWEETMAN D.R., Proc. 6th Inter. Conf. on Ionization phenomena in Gases, Paris (1963).

[62] FUTCH A.H., DAMM C.C., Nucl. Fus., 3, 124, (1963)

[63] IL'IN R.N., KIKIANI B.I., OPARIN V.A., SOLOVEV E.S., FEDORENKO N.V., Sov. Phys., J.E.T.P., 20, 835, (1965).

[64] SOLOVEV E.S., IL'IN R.N., OPARIN V.A., SERENKOV I.T., FEDORENKO N.V., Sov. Phys., J.E.T.P. Let., 10, 190, (1969).

[65] RIVIERE A.C., DALGARNO A., A.E.R.E., R 4818, (1964), *non publié.*

[66] BERKNER K.H., HISKES J.R., KAPLAN S.N., PAULIKAS C.A., PYLE R.V., Proc. IIIrd Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Londres, North Holland (1963).

[67] IL'IN R.N., OPARIN V.A., SOLOVEV E.S., FEDORENKO N.V., Sov. Phys., Tech. Phys., 11, 921, (1967).

[68] RIVIERE A.C., SWEETMAN D.R., Proc. IIIrd Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Londres, North Holland (1963).

[69] BERKNER K.H., COOPER W.S., KAPLAN S.N., PYLE R.V., Phys. Rev., 182, 103, (1969).

[70] McFARLAND R.H., FUTCH A.H., Proc. VIth Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Cambridge Mass., M.I.T. Press (1969).

[71] MAY R.M., LODGE J.G., Phys. Rev., 137, A 699, (1965).

[72] MASSEY H.S.W., Rep. Progr. Phys., 12, 248, (1949).

[73] DRUKAREV G.F., Proc. Vth Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions., Leningrad, Nauka (1967).

[74] OPARIN V.A., IL'IN R.N., SOLOVEV E.S., Sov. Phys., J.E.T.P., 25, 240, (1967).

[75] ALLISON S.K., Rev. Mod. Phys., 30, 1137, (1958).

[76] BERKNER K.H., KAY L., RIVIERE A.C., Nucl. Fus., 7, 29, (1967).

[77] McFARLAND R.H., FUTCH A.H., Rapport U.C.R.L., 50002, (1969), *non publié.*

[78] MASSEY H.S.W., BURHOP E.H.S., GILBODY H.B., *Electronic and Ionic Impact Phenomena,* I et II, (1969), Clarendon Press.

[79] WITTKOWER A.B., BASTIDE R.P., BROOKS N.B., ROSE P.H., HOPWOOD L., Can. J. Phys., 43, 96, (1965).

[80] PEREL J., ENGLANDER P., BEDERSON B., Phys. Rev., 128, 1148, (1962).

[81] GOLTMAN S., *Topics in Atomic Collision Theory*, Academic Press (1969).

[82] CROSS W.G., Rev. Sci. Inst., 22, 717, (1951).

RESULTATS PARTIELS DE NOTRE LABORATOIRE
AYANT FAIT L'OBJET DE PUBLICATIONS :

[83] LE DOUCEN R., GUIDINI J., C.R. Acad. Sci., 268B, 918, (1969).

[84] LE DOUCEN R., GUIDINI J., J.de Phys., Rev. Phys. Appl., 4, 405, (1969).

[85] LE DOUCEN R., GUIDINI J., IIIe Colloque National sur la Physique des Collisions Electroniques et Atomiques, Toulouse (16-18 avril 1969).

[86] LE DOUCEN R., GUIDINI J., VIth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, M.I.T., Boston U.S.A. (27.7-2.8.1969).

[87] LE DOUCEN R., LENORMAND J.M., GUIDINI J., IVe Colloque National sur la Physique des Collisions Electroniques et Atomiques, Brest (13-15.5.1970).

[88] LE DOUCEN R., LENORMAND J.M., GUIDINI J., C.R. Acad. Sci., 271B, 437, (1970).

[89] LE DOUCEN R., LENORMAND J.M., GUIDINI J., C.R. Acad. Sci., 271B, 777, (1970).

[90] LE DOUCEN R., LENORMAND J.M., GUIDINI J., J.de Phys., 31, 965, (1970).

V U :

Le Président de la Thèse

J. LE BOT

V U :

Le Directeur de la Thèse

J. GUIDINI

VU et APPROUVE
RENNES, le 19 Mai 1971
Le Directeur de l'U.E.R.

D. GRANDJEAN

VU ET PERMIS D'IMPRIMER N° 73 A
RENNES, le 11 Juin 1971
Le Président de l'Université de RENNES

C. CHAMPAUD